

RÜCKGEWINNUNG VON BILDINFORMATION
IN ECHTZEIT BEI EINER DURCH BEWEGTE
STREUENDE MEDIEN GESTÖRTEN
OPTISCHEN ABBILDUNG

von

JÜRGEN HARALD SCHMALFUSS

aus

HOF/SAALE

1979

1980 #243



Digitized by the Internet Archive
in 2026

RÜCKGEWINNUNG VON BILDINFORMATION IN ECHTZEIT BEI EINER
DURCH BEWEGTE STREUENDE MEDIEN GESTÖRTEN
OPTISCHEN ABBILDUNG

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

JÜRGEN HARALD SCHMALFUSS

aus

HOF/SAALE

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 26. 11. 1979

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. H. Wegener

Erstberichterstatter: Prof. Dr. A.W. Lohmann

Zweitberichterstatter: Prof. Dr. H. Wegener

INHALTSVERZEICHNIS:

ZUSAMMENFASSUNG-----	1
1. Einführung, Vorgeschichte, Problemstellung-----	4
1.1. Das allgemeine Problem-----	4
1.1.1. Der Normalfall-----	4
1.1.2. Der Störfall-----	4
1.1.3. Anwendungsgebiete-----	5
1.1.4. Systempartner, - größen, - parameter-----	5
1.2. Problemlösungen-----	10
1.2.1. Alternative Lösungen-----	10
1.2.2. Unser Lösungsvorschlag-----	12
1.2.3. Vorgeschichte dazu-----	16
1.2.4. Noch zubearbeitende Fragen-----	19
2. Theoretische Behandlung der anstehenden Fragen-----	22
2.1. Grundsteinlegung-----	22
2.1.1. Off-Axis Holografie-----	23
2.1.2. On-Axis Holografie-----	27
2.1.3. Selbstmodulation des Objekts-----	30
2.1.4. Inkohärente Modulation des Objekts-----	32
2.1.5. Scanning- Methoden-----	34
2.2. Vergleich der Methoden 2.1.1.-2.1.5.(1.Teil)-----	39
2.3. Einzelproblembearbeitung-----	43
2.3.1. Sendereinflüsse-----	43
2.3.1.1. Kohärenzprobleme-----	43
2.3.1.2. Puls- oder Dauerbetrieb-----	48
2.3.2. Objektbeschaffenheit-----	50
2.3.3. Objekt-Empfängerabstand $\neq$ const-----	55
2.3.3.1. Brechzahl $\neq$ const-----	56
2.3.3.2. Geometrischer Abstand $\neq$ const-----	57
2.3.4. Einfluß des Streumediums-----	61
2.3.4.0. Allgemeines-----	61
2.3.4.1. Ortsabhängigkeit in Richtung der optischen Achse, Dichteschwankungen-----	64
2.3.4.2. Auftreten von Geschwindigkeitsverteilungen-----	68
2.3.4.3. Mehrfachstreuungen-----	75
2.3.4.4. Beleuchtungs- und Objektwelle gehen durch das Streumedium-----	78
2.3.5. Empfängereinflüsse-----	81
2.3.6. Leistungsanforderung an den Sender-----	87

2.3.7.	Referenzstrahlzuführungen-----	90
2.3.8.	Polarisationseinflüsse-----	93
2.3.9.	Skalierungseinfluß-----	95
2.4.	Vergleich der Methoden (2. Teil)-----	100
3.	Experimentelle Arbeiten-----	103
3.1.	Vorbereitende Experimente und Messungen-----	103
3.1.1.	Off-Axis Hologramme mit der Siemenskamera-----	103
3.1.2.	On-Axis Hologramme-----	104
3.1.3.	Rauhe Objekte-----	107
3.1.4.	Inkohärente Methoden-----	107
3.1.5.	Messungen am Nebelmodell-----	109
3.2.	Nebelexperimente-----	113
3.2.1.	Off-Axis Holografie-----	113
3.2.1.1.	Leichter Nebel-----	113
3.2.1.2.	Schwerer Nebel-----	113
3.2.1.3.	Echter Nebel-----	114
3.2.2.	On-Axis Holografie-----	118
3.2.3.	Selbstmodulation des Objekts-----	120
3.2.4.	Inkohärente Methoden-----	120
3.2.4.1.	Trägerfrequenz-----	120
3.2.4.2.	Positiv-Negativ-Umschaltung-----	122
3.2.5.	Freiluftexperiment-----	124
3.3.	Wertung der experimentellen Ergebnisse-----	127
4.	Resümee-----	129
5.	Noch 'ne Idee-----	132
ANHANG-----		137
A1.	Eigene Veröffentlichungen und Proceedings-----	137
A1.1.	Real-Time Seeing Through Moving Fog-----	137
A1.2.	Single Side Band Image Holography-----	137
A1.3.	Coherence Requirements For Holography Through Fog-----	138
A1.4.	Holography Through Fog/ A New Version-----	138
A1.5.	Holographic Real-Time Seeing Through Moving Scattering Media-----	138
A1.6.	Holographic Real-Time Seeing Through Moving Fog-----	138
A2.	Veröffentlichungen der Nebelholografievorgänger-----	139
A2.1.	K.A. Stetson-----	139
A2.2.	E. Spitz-----	139
A2.3.	D.C. Winter-----	139
A2.4.	A.W. Lohmann und C.A. Shuman-----	139
A2.5.	C.A. Shuman (Dr.-Arbeit; Zusammenfassung)-----	140

A3.	Theoretische Ergänzungen-----	146
A3.1.	Mathematische Transformationen, Operationen, Funktionen-----	146
A3.2.	Optische Abbildung, Holografie-----	154
A3.3.	Kompensations-, Gatingmethoden, achromatisches Interferometer-----	165
A3.4.	Speckleentstehung-----	172
A3.5.	Dopplereffekt-----	174
A3.6.	Computerverwertbare Streuformeln-----	175
A3.7.	Fernsehtechnik-----	178
A3.8.	1D-2D-Betrachtung-----	184
A3.9.	Strahlungs- und Lichttechnische Größen-----	186
A4.	Experimentelle Daten-----	188
A4.1.	der elektronischen Geräte-----	188
A4.2.	der Nebelmeßstrecke-----	193

LITERATURVERZEICHNIS-----	197
---------------------------	-----

DIE LETZTE SEITE-----	204
-----------------------	-----

ZUSAMMENFASSUNG

1967 wurde von Spitz IFA11 und Stetson IFA21 gleichzeitig, aber unabhängig berichtet, daß die Holografie auf Störungen, die von bewegten, streuenden Medien herrühren, nicht so empfindlich reagiert wie die normale Fotografie.

Der eigentliche Ursprung dieser Entdeckung reicht vermutlich bis in den Zweiten Weltkrieg zurück. Zu dieser Zeit wurde nämlich auf beiden Seiten das Doppelsensitive Radar erfunden, welches die Störeinflüsse z.B. von abgeworfenen Staniolstreifen ausschalten sollte. Und Spitz und Stetson arbeiteten zusammen an einem Institut, das eben solche Forschungen betrieb und sich weiterhin mit Radartechnologie befaßte.

Was hat nun dieses Radarprinzip mit unserer Holografie zu tun?

Nun, jeden Punkt eines Hologramms kann man, mit den Augen eines Radiotechnikers gesehen, als Heterodyneempfänger betrachten. Dieser produziert nur dann ein brauchbares Signal, wenn die empfangene Lichtfrequenz mit der Referenzwellenfrequenz die Differenzzeitfrequenz "Null" erzeugt. Ist die empfangene Lichtfrequenz gegenüber der Referenzwellenfrequenz aufgrund der Streuung an einem bewegten Teilchen verstimmt, so kann diese Lichtwelle nicht mehr zur Bildung holografisch gespeicherter Information beitragen, weil die Fotoplatte zeitlich aufintegriert, also nur die Zeitfrequenz null aufzeichnet.

Diese Idee wurde 1972 von Winter IFA31 und von Lohmann und Shuman IFA4,FA51 wieder aufgegriffen. Die beiden letztgenannten Arbeiten waren dann die Grundlage für die Diplomarbeit des Autors IFA6,FA71.

Diese vier Abhandlungen zusammen bilden das eigentliche Fundament der vorliegenden Arbeit:

Lohmann und Shuman haben die grundlegende Theorie erarbeitet und erste Experimente mit simuliertem Nebel mit Hilfe von Hologrammplatten durchgeführt. In der genannten Diplomarbeit wurde dann gezeigt, daß man Bildebenenhologramme mit Hilfe eines modifizierten Fernsehsystems in Echtzeit rekonstruieren kann, auch beim Vorliegen einer Störung durch Nebel, der hierbei gleichfalls simuliert wurde.

Aufbauend auf den gesammelten Erfahrungen verfolgte man und entwickelten sich folgende Stoßrichtungen:

1. Verbesserung der Bildqualität durch Verbesserung der analog-elektronischen Komponenten, Arbeiten mit "echterem" Nebel.
2. Theoretische Untersuchung von Einflüssen des realen Gebrauchs, wie z.B. Abnahme der Kohärenz der Lichtquelle, Objektbewegungen etc.
3. Bei den Arbeiten zu den Punkten 1. und 2. ergaben sich auch Modifikationen des Ausgangsverfahrens, sodaß letztlich vier Gruppen von Verfahren existierten, wovon drei auch experimentell untersucht werden konnten.

Zum ersten Punkt und stellvertretend für all die anderen durchgeführten Experimente stehen das Bild 0-1 und das Bild 0-2. Bild 0-1 zeigt im direkten Vergleich die kohärente Abbildung durch den Nebel und das dazu gehörende rekonstruierte Echtzeithologramm. Das Verhältnis Störlicht zu Nutzlicht betrug hierbei auf dem Lichtempfänger 20:1. Bild 0-2 zeigt die gleiche Szene wie Bild 0-1, doch nun beträgt das Störlicht-Nutzlicht-Verhältnis 200:1. Im Vergleich mit den Ergebnissen der genannten Diplomarbeit zeigt Bild 0-2 eine Verbesserung der Nebeldurchdringung um den Faktor 10 an.

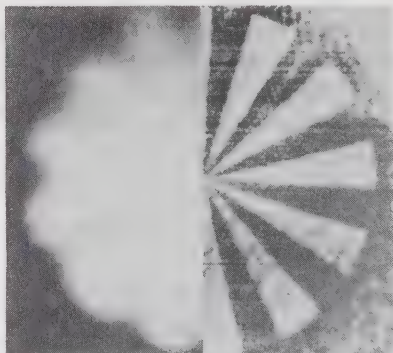


BILD 0-1: "Blick" durch leichten Nebel

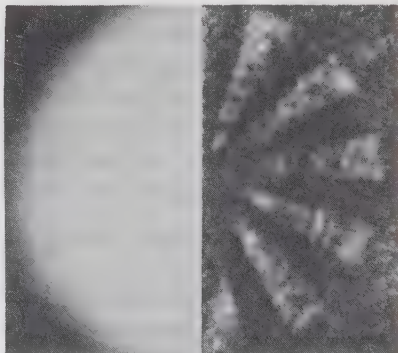


BILD 0-2: "Blick" durch schweren Nebel

Zum dritten Punkt seien nur die Namen der Methoden genannt:

Ausgangspunkt war die off-axis Echtzeitbildebeneholografie. Die erste Modifikation war dann die on-axis Bildebeneholografie IFA9I.

Als nächstes verließen wir die Holografie, verwendeten aber weiterhin kohärentes Licht. Dieses führt durch den Speckleeffekt zu einer Selbstmodulation des Objekts.

Läßt man die Forderung nach kohärenter Beleuchtung auch noch fallen, dann kommt man zu inkohärenten Verfahren, die sich aber prinzipielle Grundereignisse der Holografie zu eigen machen.

Letztlich werden in einer nur theoretischen Behandlung noch Scanningmethoden betrachtet, wobei das Wort "scanning" andeutet, daß man von der gleichzeitigen Beleuchtung aller Objektpunkte zu einer sequentiellen Beleuchtung übergeht.

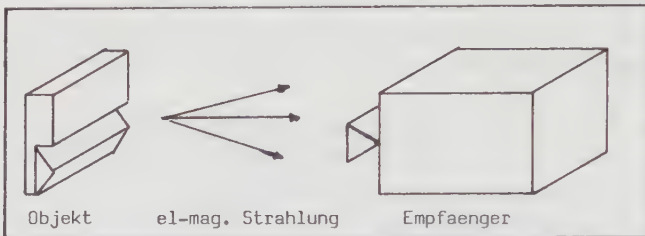
Sieht man einmal von den Scanningverfahren ab, die aus gerätetechnischen Gründen nicht experimentell verifiziert werden konnten, so gibt die oben verwendete Reihung der Verfahren auch eine Qualitätsabstufung in fallender Richtung wieder. Diese Qualitätseinstufung wurde hierbei aus prinzipiellen Überlegungen, sowie aus den Experimenten gewonnen.

Unterwirft man diese Verfahren auch noch den genannten Einflüssen der rauen Wirklichkeit, so sinkt die Zahl der möglichen Anwendungsgebiete leider weiter. Der Autor muß also mit Bedauern darauf hinweisen, daß sich die untersuchten Verfahren nicht für den Einbau in Verkehrsmittel eignen. Chancen kann man sich allerdings ausrechnen, wenn man unter ähnlich kontrollierten oder zu kontrollierenden Bedingungen arbeiten kann, wie sie z.B. in einem Labor gegeben sind. Zum Beispiel sei hier an die chemische Verfahrenstechnik und ähnliches gedacht.

1. Einführung, Vorgeschichte, Problemstellung

1.1. Das allgemeine Problem

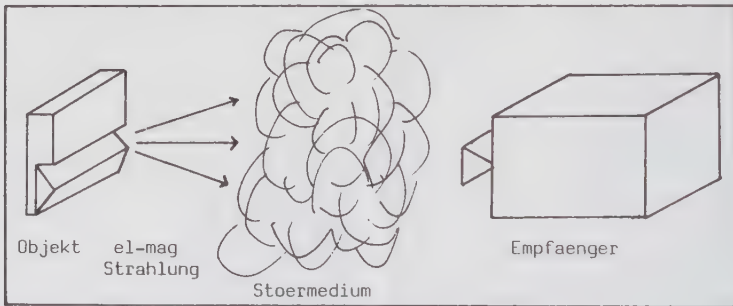
1.1.1. Der Normalfall



FIGUR 1-1: Normalfall – Empfang ohne Störung–

Ein physikalisches Objekt sendet elektromagnetische Wellen aus. Diese Strahlung breitet sich im freien Raum aus und trifft dann auf einen Empfänger. Dieser Empfänger bereitet die im Wellenfeld vorhandene Objektinformation auf und bietet sie dem Beobachter als "Bild des Objekts " dar.

1.1.2. Der Störfall



FIGUR 1-2: Empfang durch Störmedium behindert

Bringt man in den freien Raum zwischen Objekt und Empfänger ein Medium ein, welches mit der elektromagnetischen Strahlung nicht oder nur unwesentlich wechselwirkt, so gelten weiterhin die Gesetze des freien Raums. Dramatisch ändert sich die Situation jedoch, wenn das eingebrachte Medium nun mit der sich ausbreitenden Strahlung wechselwirkt.

Zwei grundsätzliche Arten von Wechselwirkung kann man unterscheiden:

a) Das Medium wirkt als Senke, d.h. ein Teil der auftreffenden elektromagnetischen Strahlung wird absorbiert, steht also dem Empfänger nicht mehr zur Verfügung.

b) Das Medium ändert bei einem, in der Regel sehr großen Teil der Strahlung den Informationsgehalt, z.B. die Ausbreitungsrichtung. D.h. bei der Informationsaufbereitung im Empfänger wird die vielleicht noch vorhandene, unbeeinflusste Objektinformation so überlagert, daß der auswertende Beobachter die gesuchte Objektinformation nicht mehr detektieren kann.

1.1.3. Wo und wann treten diese Störfälle auf?

Mit dem oben beschriebenen Problem wird man nun auf den verschiedensten Gebieten konfrontiert:

So leidet z.B. die erdgebundene, konventionelle Astronomie unter der Turbulenz der Lufthülle.

Oder umgekehrt, Satelliten können die Erdoberfläche nicht ungestört beobachten, weil ihnen durch Wasser- und Staubwolken die Sicht genommen wird.

Radaranlagen werden durch schwere Regenfälle oder künstliche Streuteilchen in ihrer Funktion beeinträchtigt. Fast alle Verkehrsmittel, wie Flugzeuge, Schiffe und Autos, werden durch Nebel lahmgelegt.

Starke Rauch- und Qualmentwicklung behindert die Feuerwehr bei der Brandbekämpfung.

Schmutziges Wasser erschwert die Unterwasserarbeit von Tauchern.

Bei der Kontrolle in der industriellen Fertigung oder bei Laborarbeiten wird man durch Dämpfe, Nebel oder verunreinigte Flüssigkeiten behindert.

Selbst im mikroskopischen Bereich, bei der Beobachtung biologischer Objekte in vivo durch trübe Körperflüssigkeiten hindurch, muß man sich mit solchen Problemen herumschlagen.

Die Aufzählung dieser Problembeispiele ist bei weitem noch nicht vollständig und repräsentativ für das ganze Spektrum, da wir hier weder auf Schall- oder Teilchenwellen eingegangen sind, soll jedoch hier für den Anfang genügen. Bevor wir uns an der Lösung des Problems versuchen, möchten wir eben dieses Problem noch etwas weiter sezieren und skelettieren.

Mit anderen Worten, wir möchten den Leser mit den wichtigsten Systempartnern, -größen und -veränderlichen bekannt machen.

1.1.4. Systempartner, -größen und -parameter

Die nicht zufällige Reihung unserer Störfallbeispiele führt uns sofort auf einen wichtigen geometrischen Systemparameter, den räumlichen Abstand zwischen

Objekt und Empfänger, welche beide ihrerseits wichtige Systempartner darstellen. Außer diesen beiden sind noch ferner der Sender der Strahlung und natürlich das Störmedium zu nennen. Aber alles der Reihe nach.

1.1.4.1. Das Objekt

Damit der Empfänger überhaupt etwas von dem Objekt merken kann, muß dieses elektromagnetische Strahlung aussenden. Dies kann entweder aktiv oder passiv geschehen. Im ersten Fall sind Objekt und Sender identisch.

Im zweiten Fall moduliert das Objekt Amplitude und Phase des eintreffenden Senderfeldes. Ein passiv strahlendes Objekt kann transparent sein, d.h. es wird "durchleuchtet", oder es kann die Strahlung spiegelnd oder diffus reflektieren.

Die Zusammenarbeit Objekt- Empfänger beschreibt ein Begriffstriplett. Demnach kann ein Objekt kooperativ, nicht-kooperativ oder anti-kooperativ sein.

Kooperative Objekte arbeiten mit dem Empfänger zusammen, sie tragen Kennungen, die es dem Empfänger erleichtern die Objektinformation aus einem Störrauschen herauszufiltern. Dies wird aber die zahlenmäßig kleinste Klasse von Objekten sein. Man wird sie im allgemeinen nur im Labor oder unter ähnlich kontrollierten Bedingungen antreffen. Die nicht-kooperativen Objekte verhalten sich "wohlwollend" neutral, d.h. sie tun zwar nichts dazu um vom Empfänger "erkannt" zu werden, wehren sich aber auch nicht. Dies trifft für alle zivilen Objekte zu, wie z.B. Flugzeuge oder andere Verkehrsmittel.

Damit ist nun auch klar, welchen Bereich wir mit dem Begriff "anti-kooperativ" kennzeichnen. In der Regel wird es sich hier um militärische Objekte handeln, die ja teilweise noch extra Nebel um sich verbreiten, damit man sie nicht erkennt. Solche Objekte werden naturgemäß auf Empfänger, die aktiv nach Informationen suchen, sehr allergisch reagieren. Hier wird man also bestrebt sein nur passive Empfänger einzusetzen.

Ferner besitzt das Objekt natürlich noch eine geometrische Ausdehnung. Da empfangsseitig die Bildgröße eng begrenzt sein wird, wird normalerweise ein großes Objekt fern vom und ein kleines Objekt-nah am Empfänger sein.

Weiter ist es von Bedeutung, ob das betreffende Objekt in Ruhe ist, oder ob es seine Lage oder Form im Laufe der Zeit ändert.

1.1.4.2. Der Sender

Falls das Objekt nicht aktiv ist, d.h. selbst Strahlung produziert und aussendet, benötigt man eine externe Strahlungsquelle, die das Objekt bestrahlt.

Im Normalfall wird dies die größte natürliche Quelle, die Sonne sein. Im skizzierten Störfall oder in anderen Störfällen genügt im allgemeinen jedoch diese Quelle nicht.

Als Klassifikatoren für die künstlichen und natürlichen Quellen bieten sich drei Begriffdupletts und ein Singulett an:

Das Singulett befaßt sich mit der Strahlungsmenge, die die Quelle abgeben kann, mit der abgestrahlten Leistung.

Diese abgegebene Strahlungsmenge verteilt sich nun in Zeit und Raum. Man kann daher die Quellen einteilen in Richtstrahler und in isotrope Strahler; in Quellen, die über längere Zeit im Dauerbetrieb arbeiten, oder die nur kurze Pulse aussenden.

Das letzte Duplett sagt etwas über die Beschaffenheit des ausgesandten Strahlungsfeldes aus. Benimmt sich die Strahlung unter den gegebenen weiteren Voraussetzungen kohärent oder inkohärent? Diese Fragestellung beinhaltet die Subbegriffe: Punktquelle - ausgedehnte Quelle; quasimonochromatische-multifrequente Quelle; spontane Quantenemission, d.h. chaotische, thermische Quelle - induzierte, erzwungene Emission, d.h. nicht- thermische Quelle.

1.1.4.3. Der Empfänger

Unter einem Empfänger verstehen wir ein Subsystem, welches die Strahlung aus einem bestimmten Raumbereich einsammelt, aufnimmt und sodann über verschiedene Umsetzungsvorgänge dem menschlichen Auge als konsumierbare Bildinformation darbietet.

Als Klassifikatoren bieten sich zunächst einige Gegensatzpaare an. Erstens kann der Empfänger vom Wellenfeld Amplitude und Phase auswerten oder er kann phasenblind sein und nur Intensitäten registrieren.

Zweitens: Folgt der Empfänger der zeitlichen Modulation des Feldes, verarbeitet er also den Momentanzustand oder bildet er über einen bestimmten Zeitabschnitt den Mittelwert. In diesem Fall bedeutet dies, daß der Empfänger zwar in beiden Fällen verglichen mit der Lichtfrequenz langsam ist, schnell oder weniger schnell jedoch im Vergleich zur zeitlichen Änderung der Modulationsfunktion.

Drittens: Setzt er die empfangene Information innerhalb der Integrationszeit des menschlichen Auges in konsumierbare Bildinformation um, so sagen wir, der Empfänger arbeitet in Echtzeit. Benötigt er für die Umsetzungsprozesse wesentlich länger, so kann dieser Begriff natürlich nicht mehr verwendet werden. Viertens, wir sprechen von einem aktiven Empfänger, wenn er mit einem Sender verkoppelt ist, um ganz spezielle Objektinformationen zu erhalten. Verarbeitet er nur die im natürlichen Umfeld schon existenten Objektsignale, so sprechen wir von einem passiven Empfänger.

Weitere wichtige Kenngrößen für einen Empfänger sind:

Räumliche und zeitliche Objektauflösung, Bildfeldgröße, Aperturweite, Spannweite der Empfindlichkeit, d.h. Dynamischer Bereich, Linearität der Übertragungsfunktion, Homogenität des Aufnahme- und Wiedergabemediums in Raum und Zeit, spektrale Empfindlichkeit.

1.1.4.4. Das Störmedium

Als Störmedium bezeichnen wir die Gesamtheit der sich im Ausbreitungsraum der Strahlung befindlichen Störstellen. Diese Störstellen zeichnen sich durch einen anderen komplexen Brechungsindex als dem des Hauptträgermediums aus.

Sie können in derselben Phase wie das Trägermedium auftreten, z.B. als Gas- oder Flüssigkeitsturbulenzen oder als Dichteschwankungen in Festkörpern. Die Störstellen können aber auch eine andere Phase als das Trägermedium besitzen, z.B. Flüssigkeitstropfen in Gasen, Gasblasen und Feststoffe in Flüssigkeiten, oder Gase und Flüssigkeiten in Feststoffen.

Das Störmedium nennen wir passiv, wenn es lediglich das einfallende Wellenfeld in Amplitude, Phase oder Frequenz beeinflusst. Produziert das Störmedium aber ein eigenes Wellenfeld zusätzlich, so nennen wir es aktiv, z.B. eine Flammenfront.

Die zwei wichtigsten Kenngrößen in Bezug auf die Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Strahlung sind erstens der komplexe Brechungsindex und zweitens das Verhältnis Teilchenradius zu Wellenlänge der Strahlung.

Hierbei beschreibt der Imaginärteil des Brechungsindex die Absorption und der Realteil die Änderung der Phase, d.h. der Ausbreitungsrichtung.

Das erwähnte Verhältnis beschreibt den Typ der Streustörung. Ist es klein gegen eins, so spricht man von Rayleighstreuung, ist es ungefähr gleich oder groß gegen eins, so nennt man dies Mie-Streuung. Beim Übergang von Rayleigh- zu Mie-Streuung ändert sich hauptsächlich die Wellenlängenabhängigkeit der

Intensität, sowie die Isotropie der Streustrahlung. D.h. die Wellenlängenabhängigkeit nimmt mit wachsendem Verhältnis ab, während die Anisotropie zunimmt.

Diese Unterscheidung stimmt streng nur für kugelförmige Streuer. Nicht kugelsymmetrische Störstellen, wie z.B. Homogenitätsfluktuationen in Gasen oder Flüssigkeiten oder willkürlich geformte, feste Streuteilchen lassen sich nicht so leicht so eindeutig klassifizieren.

Weitere Klassifikatoren sind:

Sind die Störstellen in Lage und Form stationär, oder bewegen sie sich in Raum und Zeit. Ist diese Bewegung geordnet oder ungeordnet? Wie ist die Dichte und Dichteverteilung der Störstellen im Raum und welche geometrischen Abmessungen besitzt das Störmedium?

1.2. Lösungen des Problems

Nachdem wir das zu behandelnde Problem in allgemeiner Form, sowie die wichtigsten Systembegriffe eingeführt haben, sollen nun einige Möglichkeiten aufgezeigt werden, wie das besagte Problem gelöst oder einer Lösung näher gebracht werden kann.

Die von uns zuerst bearbeitete Lösung beruhte auf den Prinzipien der Holografie. Bevor wir aber darauf näher eingehen, wollen wir Alternativen voranstellen, damit die besonderen Eigenheiten unserer Methode später im Kontrast deutlich werden.

1.2.1. Alternativlösungen

Wenn man sich die Wechselwirkung eines Störmediums mit dem Spektrum der elektromagnetischen Strahlung betrachtet, so wird man feststellen, daß diese Wechselwirkung sehr verschieden ausfallen kann. Ein naheliegender Gedanke ist es daher, daß man sich aus dem Strahlungsspektrum den Bereich herauspicks, der am wenigsten von diesem Medium beeinflußt wird. Dieser Weg wird auch beschritten, man denke hierbei an die IR-Technologie, die Radar- und Mikrowellensysteme. Iz.B.: XA31 Leider führt dieser Weg nicht immer zu dem gewünschten Erfolg.

Daß dem so ist, dafür gibt es im wesentlichen drei Gründe:

Erstens gibt es für einige dieser Spektralbereiche keine qualitativ guten Sender und Empfänger. So müssen z.B. IR-Empfänger gekühlt werden. Da die Sender fast alle gleiche Temperatur haben (natürliche Umgebung angenommen) sind die Szenen, die passiv im Infraroten aufgenommen werden sehr kontrastarm und man kann daher nur sehr wenige Intensitätsstufen trennen. Ferner gibt es mit wachsender Wellenlänge keine Flächenempfänger mehr, sondern man muß sich auf Punktempfänger beschränken. Dies führt zu einer starken Herabsetzung der Bildverarbeitungsgeschwindigkeit.

Zweitens sieht das Objekt in einem anderen Spektralbereich anders aus, als wenn man es mit sichtbaren Licht beleuchtet. Zwar kann diese Tatsache auch positiv verwendet werden, man denke nur an die Thermografie, doch leider geht auch Information über wichtige Eigenschaften verloren, besonders dann, wenn man mit, im Vergleich zu Lichtwellen, sehr viel größeren Wellenlängen arbeitet.

Doch nicht nur das spektrale Aussehen eines Objekts verändert sich, wenn man die Wellenlänge ändert, sondern auch, und das ist der dritte Grund, das spatiale

Aussehen. Dies erklärt sich aus der altbekannten Tatsache, daß das spatiale Auflösungsvermögen eines abbildenden Systems bestimmt wird durch die Wellenlänge und durch die Aperturöffnung B . Im optischen Bereich kann man als Verhältnis B/λ eine Größenordnung von 10^4 angeben. Wollte man dasselbe Verhältnis im cm-Bereich, so bräuchte man Empfangsaperturen von 100 oder mehr Meter Öffnung. Zwar hat man solche Öffnungen beim "Syntetic Aperture Side Looking Radar"- Verfahren erreicht, bekommt aber keine Echtzeitbilder (Ausnahme: LM Ericson Oil-spill detection), sondern benötigt eine hochwertige optische oder digitale (geht bis jetzt noch nicht im zivilen Bereich richtig) Nachverarbeitung. Wenn man von diesem Fall absieht, so wird jeder bestätigen, der einmal ein Radar- oder Mikrowellenbild gesehen hat, daß hier noch ein gutes Stück Weg bis zu einer brauchbaren, auch für den Laien verwendbaren Bildqualität zu gehen ist. So liegt z.B. beim Flughafenvorfeldradar, d.h. bei der Überwachung des Rollfeldes, die momentan erreichbare Auflösungsgrenze bei ca. 5m, d.h. ein Pkw verschwindet und ist für den Überwacher unsichtbar.

Punkt zwei und drei hauptsächlich führten in der Vergangenheit dann dazu, daß man sich Verfahren ausdachte, um auch im Störfall den Objektraum im sichtbaren Spektrum beobachten zu können. Zu erwähnen sind hier erstens die holografischen Kompensationsmethoden INB1,NB2,NA1,NA3I,(Anhang A3.3.) die jedoch nur arbeiten, wenn man es mit einem stationären Störmedium zu tun hat. Denn all diese Verfahren sind Zweischrittverfahren, wobei zwischen dem ersten und zweiten Schritt geraume Zeit verstreicht, währenddessen sich das Störmedium nicht verändern darf.

Zweitens wurden Gatingmethoden entwickelt INA2,NA4,NA5,NA7,NA8I,(A3.3.) die sich zu Nutze machen, daß rückgestreutes Licht und Objektlicht verschiedene Laufzeiten bzw. Laufstrecken haben. Diese Methoden ermöglichen zwar eine Echtzeitverarbeitung, entfernen aber nur in gewissem Umfang das Rückstreulicht und sind gegen vorwärtsgestreutes Objektlicht meistens machtlos.

Wie wir später sehen werden, können sie aber eine nützliche Ergänzung für unsere Verfahren sein.

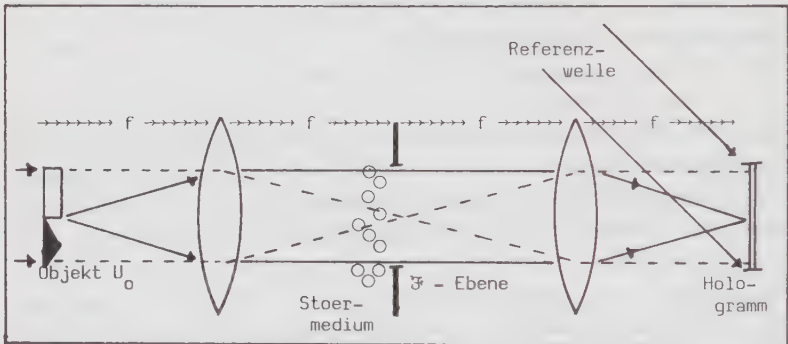
Zum Dritten wäre noch eine Methode zu erwähnen, die erst im April 1979 publiziert wurde INA9I,(A3.3.).

Dieses Verfahren macht sich die Eigenschaften eines achromatischen Interferometers zu nütze. Von der Theorie her steht es unserem Verfahren, auf welches wir nun gleich eingehen werden, am nächsten, erlaubt aber im momentanen Zustand keine Echtzeitverarbeitung. Für eine weitergehende Beurteilung ist es aber zur Zeit noch zu früh.

Im Folgenden möchten wir unsere Methode vorstellen, die zu den genannten Verfahren nicht nur im Wettstreit liegt, sondern, die auch in Kombination mit ihnen verwendet, bessere Lösungen für spezielle Aufgaben verspricht.

1.2.2. Unser Lösungsvorschlag

Wie schon gesagt, wollen wir die Eigenheiten der Holografie für unser Vorhaben einspannen. Zunächst stellen wir die Systempartner vor und gehen dann erst auf das "Wie und Warum" unserer Methode ein. Wer es eilig hat oder scheinbar vom Schwanz her Aufgezäumtes nicht liebt, dem sind die Anhänge A2.4. und A1.1. empfohlen; denn die bieten Methode und Ergebnisse in der richtigen Reihenfolge an.



FIGUR 1-3: Prinzipaufbau unserer Lösung

Welche Art von Systempartner benötigen wir hierfür, wenn wir im optischen Spektralbereich arbeiten wollen?

Das erste und letzte Glied der Kette ist ein aktiver Empfänger. Der zu diesem Empfänger gehörende Sender muß eine hinreichend kohärente Quelle, also in der Regel ein Laser sein.

Der Empfangsteil ist ein modifiziertes Fernsehsystem (A 3.7., A 4.1.), wobei wir uns folgende Eigenschaften eines solchen Systems zu Nutze machen wollen:

- Echtzeitverarbeitung nach unserer Definition
- Flächenempfänger
- Umwandlung von optischen Orts- in elektronische Zeitsignale. Leichter Zugriff auf den Zeitfrequenzraum.
- begrenzte Ortsauflösung
- begrenzte Zeitauflösung, da jeder Empfängerpunkt die einfallende Lichtintensität über eine bestimmte Zeit aufintegriert.

f) linearer Übertragungsbereich, d.h. Ausgangssignal = $\text{const1}(\text{Eingangssignal}) + \text{const2}$

g) TV-Systemkonstanten sind auf das menschliche Auge abgestimmt.

Wichtige unvorteilhafte Wesenszüge des TV-Systems werden wir später in der Diskussionsdiskussion erörtern.

Der Sende- und der Empfangsteil sind außer über das Objekt auch noch direkt verkoppelt, indem ein Teil der gesendeten Strahlung direkt, ohne Umwelteinflüsse zu erleiden, dem Empfänger als Referenzsignal zugeführt wird.

An das Objekt wollen wir fürs erste keine Bedingungen stellen. Die Praxis wird aber zeigen, daß wir reelle, transparente oder reflektierende, nicht zu ausgedehnte, mäßig bewegte, nicht antikooperative, passive Objekte behandeln können.

Das Störmedium soll aus Einzelstreuern bestehen, die einen komplexen Brechungsindex besitzen, in erster Näherung als Kugeln zu betrachten sind und deren Streuverhalten sich durch die Rayleigh- oder Mie-theorie (SB4, SB5I, (A3.6.)) beschreiben läßt. Die Streuer, z.B. Nebeltröpfchen, seien ungeordnet im Trägermedium, z.B. Luft, verteilt, und last, but not least, sie bewegen sich mit einer Geschwindigkeit $v \neq 0$.

Wie und warum funktioniert unsere Methode?

Zuerst ohne Störmedium:

Der Sender beleuchtet unser Objekt. Von dem so beleuchteten Objekt nehmen wir nun mit dem Empfänger ein Bildebenenhologramm (A3.2.) auf, d.h. wir bilden das Objekt kohärent auf das Empfängertarget ab und überlagern dabei die oben erwähnte Referenzwelle. Diese Art von Hologramm hat den Vorteil, daß die Rekonstruktion elektronisch in Echtzeit durchgeführt werden kann. Ein Hologramm besteht nun, wie man weiß, aus zwei Haupttermen. Der erste, nämlich der Intermodulations- oder Fotografieterm, entsteht durch Wechselwirkung der einfallenden Lichtwelle mit sich selbst. Der zweite, der Interferenz- oder Fotografieterm, beschreibt die Wechselwirkung zwischen Objektlicht und Referenzwelle. Dieser Term ist sehr sensitiv bezüglich der zeitlichen Konstanz der Phasendifferenz der beiden Wellen. Ändern sich die Phasendifferenzen während der Belichtungszeit, d.h. der Integrationszeit des Hologramms, so mittelt der Empfänger über diese instabilen Interferenzen, was unter Umständen zum

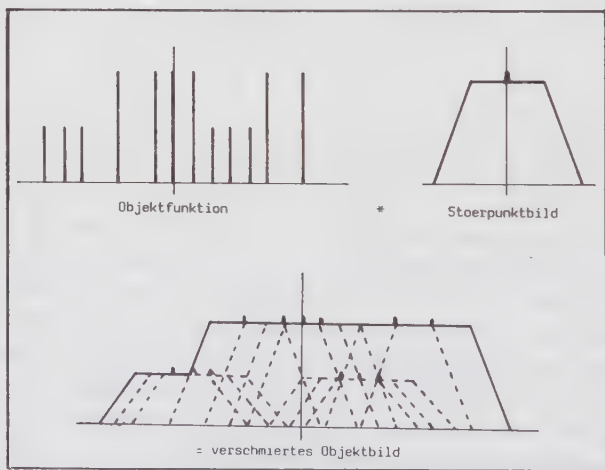
völligen Verschwinden dieses Terms führen kann.

Unser Empfangssystem ist nun in der Lage Intermodulationsterm und Interferenzterm zu erkennen. Bei der Weiterverarbeitung wird dann der Fotografieterm unterdrückt und nur die im Interferenzterm enthaltene Information dem Auge angeboten.

Soweit, so gut. Was hilft uns dies aber im Falle des auftretenden Störmediums?

1. Der Fotografieterm spaltet auf: Wir bekommen von dem Objektlicht, das noch ungestört das Störmedium durchdringt, einen, wenn auch geschwächten Anteil. Der Abfall nimmt jedoch mit wachsender Dichte, d.h. mit wachsender Zahl der Streuer pro Volumeneinheit, sowie mit wachsender Nebelwegstrecke exponentiell zu. Das gestörte, d.h. das abgelenkte Objektlicht bildet einen Störterm, den man als Faltung (A 3.1.) der Objektfunktion mit einer breiten Punktbildfunktion beschreiben kann. (Das vom Medium absorbierte Licht betrachten wir hier nicht weiter, da es den Empfänger sowieso nicht erreicht. Es ist lediglich bei der Dimensionierung der Sendeleistung von Belang) Diese Faltungsoperation verhindert die Wiedergabe von Objektdetailstrukturen und schafft letztlich nur einen gleichförmigen weißen Untergrund, auf welchen die Restobjektinformation nicht mehr zu detektieren ist.

Diesen Vorgang zeigt schematisch Figur 1-4.



FIGUR 1-4: Faltung: Objekt mit Streufunktion

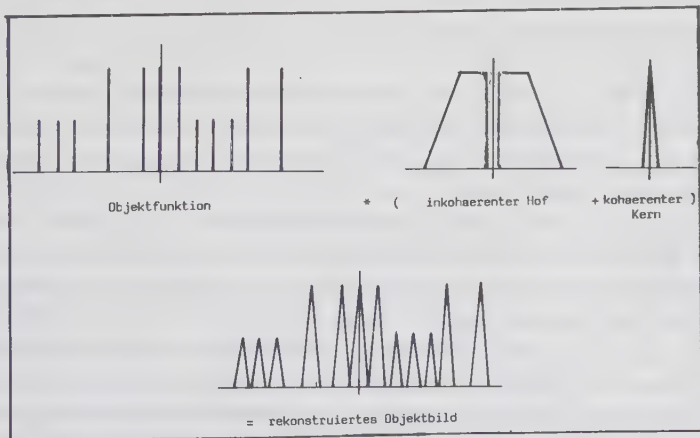
2. Im Holografieterm geschieht im Prinzip das Gleiche, doch werden wir durch drei gemachte Voraussetzungen gerettet.

Da sich die Streuteilchen bewegen, ändert das Licht beim Streuvorgang nicht nur seine Richtung, sondern auch seine Frequenz. Diese Dopplerfrequenzverschiebung beschreibt Gleichung 1-1.

$$\Delta\nu_D = \frac{1}{\lambda_0} \vec{v} \cdot (\vec{e}_{\text{aus}} - \vec{e}_{\text{ein}}) \quad (1-1)$$

wobei λ_0 die Beleuchtungswellenlänge, $\vec{v}$ die Streugeschwindigkeit, $\vec{e}_{\text{aus}}, \vec{e}_{\text{ein}}$ die Richtung des Lichts nach und vor dem Streuvorgang ist.

Diese Tatsache erlaubt uns die breite Faltungsfunktion aufzuspalten in einen Kern, der nicht breiter ist, als die durch das begrenzte spatiale Auflösungsvermögen vorgegebene Elementarbildzelle und in einen breiten Hof. Der Kern unterscheidet sich von dem Hof, daß dieser Kern keinen oder nur einen unschädlichen Dopplerschift trägt, der Hof jedoch einen merklichen. Bei der Zeitintegration verschwindet nun dadurch im Interferenzterm der sonst alles zerstörende Faltungsteil (Objekt*Hof) der Streufunktion, während die Faltung (Objekt*Kern) übrigbleibt. Da wir jedoch diesen Kern so schmal gewählt haben, restauriert sich hieraus nach der oben erwähnten Weiterverarbeitung das original-bandbegrenzte Objektbild, wie man in der Figur 1-5 sehen kann.



FIGUR 1-5: Faltung: Objekt mit koh. Kern

Diese qualitative Erklärung möge für den Anfang genügen. Eine quantitative Abhandlung folgt in der Diskussion der Einzelprobleme später.

1.2.3. Vorgeschichte

Wie fast alles, so entstand auch dieses eben geschilderte Verfahren nicht ad hoc, sondern es hat seine Vergangenheit.

So berichteten 1967 Spitz I FA 1 I (A 2.2) und K.A. Stetson I FA 2 I (A 2.1.) unabhängig voneinander, daß man mit holografischen Mitteln besser durch trübe Medien sehen kann als mit fotografischen Mitteln.

Diese ersten experimentellen Ergebnisse wurden dann 1973 wieder aufgegriffen. Außer der Arbeit von D.C. Winter I FA 3 I (A2.3.), sind hier natürlich in erster Linie die Arbeiten von Lohmann & Shuman I FA 5 I (A2.4) bzw. die Doktorarbeit von C.A. Shuman zu nennen I FA 4 I (A2.5).

Auf diese letztgenannte Arbeit, die im Anhang detaillierter skizziert wird, möchten wir hier an dieser Stelle zusammenfassend eingehen:

Nach einer kurzen geschichtlichen und technologischen Einführung in die benötigten Arbeitsmethoden und - mitteln bringt Shuman die grundlegende Theorie der Dopplereffektmethode. Die zugrunde gelegten Annahmen sind so einfach wie möglich gehalten: Wir haben einen telezentrischen Strahlengang, (A3.2.) wobei der mathematischen Einfachheit halber das bewegte Streumedium in die Fourierebene des Objekts gelegt wurde. Das Störmedium wird als stochoastischer Prozeß mit bekannten statistischen Eigenwerten angenommen. Die Berechnungen für diesen Fall zeigen nun, daß das Endergebnis aus zwei Beträgen besteht.

Erstens existiert ein Term, der das Objekt so repräsentiert, als ob kein Störmedium anwesend wäre. Dieser Term ist aber nur so stark wie die mittlere, ungestreute Lichtintensität.

Zweitens gibt es einen Term, der in der gewöhnlichen Fotografie dafür sorgt, daß dieser erste Term völlig nutzlos untergeht. Dieser Term, den wir vorhin schon beschrieben, ist ein verschmiertes Bild des Objekts. Verwendet man nun eine Hologrammaufnahme, dann kann aber aus diesem zweiten Term durchaus ein nützliches Signal gewonnen werden. Dies geschieht deshalb, da die beschriebene Faltung auch so betrachtet werden kann, in dem man sagt, sie beinhaltet einen Term, dessen Breite umgekehrt proportional zu dem Parameter $v \cdot t$ ist, wobei v die Geschwindigkeit des Störmediums und t die Belichtungszeit des Hologramms ist. Erfüllt dieser Parameter die Grundbedingung 1-2, dann übersteht die Objektfunktion die Faltungsoperation im wesentlichen unbeschadet.

$$v \cdot t > \lambda f \Delta v_0$$

(1-2)

wobei: Δv_0 := maximale Bandbreite des optischen Systems,
 f := Brennweite der abbildenden Linse,
 λ := Wellenlänge des Lichts

Oder andersherum formuliert: Die effektive Transferfunktion des Systems für Ortsfrequenzen hat eine Breite proportional zu $v \cdot t$, und unter den genannten Bedingungen ist sie breit genug, um alle Ortsfrequenzen innerhalb der Beugungsgrenze des optischen Systems unbeeinflusst zu lassen. Dieses Kapitel beschreibt weiter, wie der angenommene Bildebenenfall zu einem Fresnefall (siehe auch A3.2.) verallgemeinert werden kann.

Im nächsten Kapitel wird diese Theorie auf ein spezielles Modell eines bewegten Störmediums angewandt. Dieses Modell, welches echten (Wassertröpfchen)Nebel beschreiben soll, nimmt an, daß das Störmedium aus lauter kleinen, undurchsichtigen Punkten besteht, deren Verteilungen bezüglich Größe, Ortsposition und Geschwindigkeit bekannt sein sollen. Die Berechnung aus dem vorhergehenden Kapitel werden wiederholt und das Ergebnis in einer allgemeinen Integralform dargelegt. Im Anschluß daran werden Näherungen eingeführt, die es erlauben, das vorgegebene Integral zu vereinfachen.

Das wichtigste Ergebnis dieser Operation ist, daß im Falle des konvektiven Störmediums, d.h. alle Teilchen haben in Betrag und Richtung dieselbe Geschwindigkeit, die Bildqualität stark von den Parametern dieses Mediums abhängt, besonders von dessen Dichte. Das Ergebnis zeigt explizit inwieweit die Verwirklichung der Dopplerbedingung eine korrekte Abbildung zuläßt, da durch das Anwachsen der Störmediendichte in steigendem Maße Licht in die nullte Beugungsordnung des Hologramms, die ja nicht zur Bildgewinnung beträgt, verloren wird.

Dieses Generalproblem, nämlich die erreichbare Bildgüte wird weiterverfolgt. Nach der Definition von drei Bildgütekriterien zeigt es sich, daß man außer dem sich momentan ergebenden Bild, drei weitere Größen unterscheiden und untersuchen muß:

- a) den Mittelwert der Bildergebnisse,
- b) deren Varianz, sowie
- c) die effektive Systemtransferfunktion.

Mit diesen Kriterien ausgestattet, untersucht Shuman dann den allgemeinen Fall, sowie das schon erwähnte spezielle Nebelmodell. In beiden Fällen wird außerdem noch unterschieden, ob als Eingangs- und Ausgangswerte Amplituden oder Intensi-

tüten vorliegen. Weiterhin geht in die Berechnung die Störung, die durch das Filmkornrauschen verursacht wird, ein. Dabei stellt sich heraus, daß im schlechtesten Fall, d.h. kleine Signale auf hohem Rauschuntergrund, dieses Kornrauschen im wesentlichen als signalunabhängig und additiv anzunehmen ist.

Weiter zeigt sich, daß der Einfluß des Störmediums auf das holografische System eine effektive Transferfunktion erzeugt, die falls $v \cdot t$ klein ist, so wie die Kohärenzlänge des Nebels ist. Für größere Werte jedoch und speziell für

$$v \cdot t \gg \lambda f \Delta v_0$$

wird diese so erzeugte Transferfunktion breit genug, um alle Objektfrequenzen passieren zu lassen. Den Preis für diese zusätzliche Information über die hohen Ortsfrequenzen hat der dynamische Bereich des Hologramms zu zahlen, der ja nicht nur das Objektlicht, sondern auch das Störlicht verkraften muß. Einen weiteren Preis hat man zu zahlen, da man anstatt der einfachen fotografischen Aufnahme ein Hologramm verwenden muß.

Die Ergebnisse der statistischen Berechnungen, die der Varianz und des Mittelwertes der Einzelergebnisse gelten, zeigen, daß eben diese Varianz signalabhängig ist.

Die experimentellen Ergebnisse stützen alle theoretischen Überlegungen. Es wurden Fresnel- und Bildebenenhologramme implementiert. Das Störmedium wurde hierbei durch eine rotierende, matte Plastikzeichenfolie (MYLAR) simuliert.

Abschließend wäre noch zu erwähnen, daß die theoretischen Abhandlungen unter folgenden Voraussetzungen gemacht wurden:

- a) Der Sender sei perfekt kohärent, er beleuchte das im unendlichen liegende Objekt mit einer ebenen Welle
- b) das Objekt sei transparent, bandbegrenzt und beeinflusst nur die Amplitude des Wellenfeldes
- c) Objekt und Empfänger, in diesem Fall eine Hologrammplatte, seien zueinander absolut in Ruhe
- d) Das Wellenfeld sei skalar, d.h. Polarisierungseffekte werden nicht berücksichtigt.

Da in der eben beschriebenen Arbeit, wie erwähnt, fotografisch arbeitende Hologrammplatten verwendet wurden, ging dieses Verfahren natürlich nicht in Echtzeit. In diesem Sinne erweitert wurde das Verfahren 1975 nach einer Idee von Lohmann I FA 5, FA 7 I (A2.4., A 1.1).

In dieser Arbeit, der Diplomarbeit des Autors, wurde ein Fernsehsystem so abge-

ändert, daß tatsächlich die ersten Echtzeitholografien durch simulierten Nebel möglich waren.

1.2.4. Noch offene Fragen

Der Leser wird sich vielleicht fragen, wozu noch eine weitere Arbeit. Wenn man aber die Vorgaben, die unter Punkt 1.2.2. gemacht wurden, mit den Voraussetzungen von Shuman vergleicht, so wird man feststellen, daß etliche Fragen in Theorie und Praxis noch offen sind.

Im theoretischen Teil lassen sie sich wie folgt formulieren:

Was geschieht , wenn

- die Quelle nicht perfekt kohärent ist
- man von Dauerstrich zu Puls Lasern wechselt
- ein diffus reflektierendes Objekt hat
- der optische Abstand Objekt-Empfänger nicht konstant ist
- die Streuteilchen sich nicht in der Fourierebene befinden
- sich die Streuteilchen nicht konvektiv bewegen
- die Streuteilchen keine einheitliche Größe haben und ihre Dichte inhomogen ist
- Mehrfachstreuung auftritt
- das Licht zweimal, nämlich auf dem Hin- und Rückweg durch den Nebel muß
- man Polarisisationseffekte mitnimmt
- der Empfänger nicht ideal ist, sondern verrauscht, zu eng bandbegrenzt und mit zu kleinem dynamischen Bereich versehen ist
- der Sender eine endliche Leistung hat
- man den Laborrahmen verläßt und sich in die freie Natur begibt

Auf der experimentellen Seite wurden bisher schon folgende Konfigurationen im Labormaßstab behandelt:

1. Aufnahme von fotografischen off-axis Fresnel- und Bildbenen hologrammen durch simulierten, konvektiven Nebel von transparenten Nuramplitudenobjekten, wobei der Referenzstrahl sowohl um den Nebel herum, als auch mit durch den Nebel hindurch geführt worden war. (Dr.-Arbeit Shuman, IFA4I)
2. Aufnahme von echtzeitrekonstruierten off-axis Bildebenen hologrammen durch simulierten, konvektiven Nebel von bewegten, transparenten Nuramplituden hologrammen, wobei der Referenzstrahl nicht durch den Nebel beeinflußt wurde. (Diplomarbeit des Verfassers, IFA 6I)

Dies bedeutet, daß noch eine Reihe von Experimenten auf ihre Durchführung wartet:

Echtzeitholografie

mit reflektierenden Objekten,

mit nichtkonvektiven, "echten" Nebel,

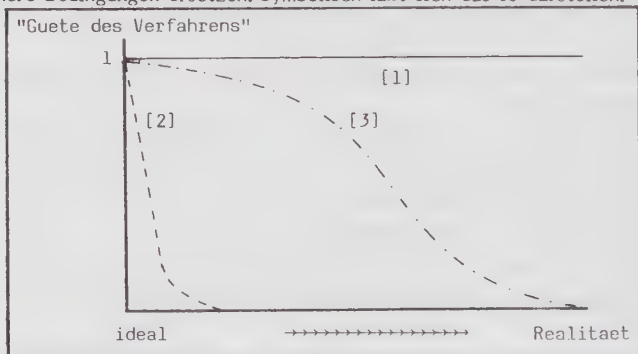
mit Nebeldurchdringung auf Hin- und Rückweg,

im Freiluftmaßstab.

Kapitel 3. wird zeigen, welche von den denkbaren Experimenten mit welchem Ergebnis mit unseren Mitteln realisierbar waren.

Zusammenfassend könnte man die Aufgabenstellung dieser Arbeit so formulieren:

Wir wissen aus den vorangegangenen Arbeiten, daß die Holografie durch den Nebel unter den gegebenen idealen Bedingungen in der Theorie und in einfachen Laborexperimenten funktioniert. Daher gilt es nun abzuschätzen, was geschieht, wenn wir diese idealen Voraussetzungen schrittweise fallen lassen und sie durch praxisnähere Bedingungen ersetzen. Symbolisch läßt sich das so darstellen.



FIGUR 1-6: Auswirkung realer Einflüsse auf unser Verfahren

Die Kurve '1' würde bedeuten, daß sich das Verfahren ohne Qualitätseinbuße und ohne weitere Einschränkungen in jeder praktischen Anwendung bewährt, eigentlich schon wieder eine Idealvorstellung und daher unrealistisch. Kurve '2' würde signalisieren, daß es sich hier um eine reine Papiererfindung handelt, die nur und genau nur im Labor, und auch da nur bei "schönem " Wetter geht, bei jedem Hauch von Praxisnähe aber passen muß. Zwischen diesen beiden Extremfällen liegt der weite Bereich der Wahrheit. Die genaue Lage einer Kurve '3' wird sehr stark von der gewünschten Anwendung abhängen, da die verschiedenen Möglichkeiten, die unsere Verfahren zum Einsturz bringen, nicht in

jeden Praxisfall mit der gleichen Gewichtung eingehen.

Der aufmerksame Leser wird hier stutzen und sich fragen, warum denn das Wort "Verfahren" plötzlich im Plural verwendet wird, da doch bisher immer nur von dem Verfahren die Rede war. Die Erklärung ist ganz einfach: In Rückkopplung mit den experimentellen Arbeiten, sowie den theoretischen Überlegungen ergaben sich Abwandlungen dieses Ausgangsverfahrens, die für die Anwendung manchmal Vorteile versprachen. Im nachfolgenden Kapitel (2.1.) werden die Verfahren aber sofort parallel eingeführt, ohne Rücksicht auf die wirkliche zeitliche Entstehungsgeschichte.

In den weiteren Kapiteln soll versucht werden auf die aufgeworfenen Fragen eine Antwort zu finden. Da, wie man unschwer sieht, es sehr viele Parameter gibt, an welchen man unabhängig drehen kann, wird es unser Bestreben sein, die Einzelprobleme modular zu lösen, so daß man dann aus diesen Einzellösungen sich die Lösung eines komplexen Gesamtproblems zusammenstellen kann. Der Einfluß der einzelnen Parameter wird in Kapitel 2.3. diskutiert werden. In den Zwischenkapiteln 2.2. und 2.4. werden unsere gewonnenen Ergebnisse in einer Matrixform als Übersicht dargestellt.

2.0. Theoretische Behandlung der anstehenden Fragen

Bevor wir uns direkt in die Mitte der Dinge begeben, möchten wir die prinzipiellen Verwirklichungen unserer schon vorab skizzierten Problemlösungen darlegen. Es werden nun fünf Möglichkeiten aufgezeigt: Stelle eins (2.1.1.) und zwei (2.1.2.) nehmen die holografischen Verfahren ein, Möglichkeit drei (2.1.3.) kommt schon ohne Holografie aus, benötigt aber noch kohärentes Licht. Diese Bedingung lassen wir bei der Möglichkeit vier (2.1.4.) auch noch fallen. Die fünfte Möglichkeit (2.1.5.) fällt nun aus dem bekannten Rahmen, denn hier wollen wir das Objekt scannend (oder wenn es deutsch lieber ist: mit einem Lichtstrahl punktweise abtastend) beleuchten und einen nichtintegrierenden Empfänger benutzen. INA61

An diese Vorstellung fügt sich dann eine Diskussion und ein Vergleich (2.2.) an. Bei diesem ersten Vergleich gehen wir aber noch von den schon bekannten idealen Voraussetzungen aus (siehe 1.2.3.). Die Einflüsse der Praxis werden dann jeweils einzeln diskutiert (2.3.). Anschließend wird versucht werden, diese Ergebnisse in Matrixform darzustellen und zu bewerten (2.4.).

2.1. Grundsteinlegung

Zuerst seien noch einmal unsere idealen Voraussetzungen genannt:

Sender: absolut kohärent (außer bei 2.1.4.), Leistung unbeschränkt, Dauerstrich(c_w)-Betrieb

Objekt: Transmission oder Reflexion

Objekt-Empfängerabstand $l_{opt} = \text{const}$, d.h. der optische Lichtweg verändert sich während der Belichtungszeit nicht.

Streumedium: monodispers, d.h. nur eine Teilchengröße; absolut konvektiv, Lage in der Fourierebene des Objekts, Einzelörter statistisch verteilt, $v \neq 0$, Einfachstreuung, Absorptionsfreiheit

Empfänger: Beugungsbegrenzte Optik, lineare Übertragung, Dynamik unendlich, Rauschfrei, Echtzeitverarbeitung, zeitintegrierend (außer bei 2.1.5.)

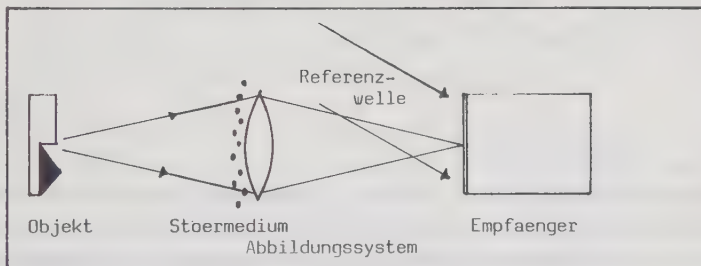
Abbildungsmaßstab: 1:1

Referenzstrahlzuführung: ideal, d.h. absolut starr, anpaßbar an den Objektabstand
Polarisationseffekte werden nicht betrachtet.

Für Leser, deren tägliches Brot nicht der Umgang mit der optischen Abbildung und der Holografie ist, ist der Anhang A3.2. gedacht. Was die Handhabung der Gleichungen angeht sei hier nochmals auf die "Gebrauchsanweisung" verwiesen.

2.1.1. Off-Axis-Holografie

Die, in der Entwicklung dieser Arbeit, älteste Idee, ist der Gebrauch der off-axis Holografie, besonders, wenn man an den Echtzeitfall denkt, die off-axis Bildebenenholografie. Den allgemeinsten Aufbau zeigt Figur 2-1.



FIGUR 2-1: Off-axis Bildebenenhologrammaufnahme

Auf dem Empfängertarget finden wir nach der Belichtungszeit t folgende Energieverteilung E vor:

$$\begin{aligned}
 E(x) &= \int_0^t I(x,t) dt \sim |\sqrt{P}U_O(x) + \sqrt{S}U_S(x,t) + \sqrt{R}U_R(x)|^2 = \\
 &= P|U_O(x)|^2 + S|U_S|^2_t + R|U_R(x)|^2 + \\
 &+ 2\sqrt{PR} \operatorname{Re}[U_O(x)U_R^*(x)] + 2\langle \operatorname{Re}[(\sqrt{P}U_O(x) + \sqrt{R}U_R(x))\sqrt{S}U_S^*(x)] \rangle_t
 \end{aligned} \quad (2-1)$$

wobei: U_O, U_S, U_R : komplexe Amplituden des Objektlichts, Streulichts und der Referenzwelle, implizit angenommen: $\int |U|^2 dx = 1$.

I : Gesamtintensitaet, E : Energieverteilung

P, S_G, S, S_{III}, R : Intensitaetsanteile von Objektlicht, Gesamtstreu-
licht, Streulicht, das den Empfänger erreicht und das den Em-
pfaenger nicht erreicht, der Referenzwelle. (zunaechst als kon-
stant in Raum und Zeit angenommen)

Es gilt: $P + S_G (= S + S_{III}) + R = 1$ (Auf Laserleistung normiert)

$U_R = e^{2\pi i \mu x}$ (ebene Welle), $\mu = v_O \sin(a)/c$, v_O = Lichtfrequenz,
 c = Lichtgeschwindigkeit, a = $\angle$ (Referenzwelle, optische Achse)
 $\langle \dots \rangle_t$ = Zeitmittelwert

Das Streulicht, das von den bewegten Streuern stammt, ist um den Betrag Δv_D in der Frequenz dopplerverschoben. Da wir aber wissen IFA81, (A1.3.), daß der Kontrast des Wechselwirkungsterms zweier nicht gleichfrequenter Wellenzüge mit $\text{sinc}(\Delta v_D t)$ abfällt, und wir hier zuerst der Einfachheit halber annehmen, daß dieser $\text{sinc} \equiv 0$ ist, was ja nach Shuman erfüllt ist, wenn

$$v \cdot t = B \quad (2-2)$$

mit v = Nebelgeschwindigkeit, t = Belichtungszeit, B = Aperturweite

ist, verschwindet der Term $\langle \text{Re}[(P U_0 + R U_r) + S U_s^*] \rangle$ völlig.

Die Energieverteilung ist dann proportional:

$$E \sim P |U_0|^2 + S \langle |U_s|^2 \rangle_t + R |U_r|^2 + 2 \sqrt{RP} \text{Re}[U_0 U_r^*] \quad (2-3)$$

Hierbei stellen die ersten drei Terme den Fotografieterm und der vierte Term, den Interferenzterm dar. Da wir ja diese Terme trennen können (Anhang A3.2.), werden wir also eine perfekte Rekonstruktion des Objektbildes erwarten dürfen.

Die Beantwortung zweier Fragen ist aber für den weiteren Erfolg des Verfahrens wichtig:

a) Wie groß ist der Kontrast des Interferenzterms, der für die Qualität des resultierenden Bildes entscheidend ist, verglichen mit dem Restlicht (vergl. A3.2. "Streifenkontrast")

b) Wie sieht die Fouriertransformierte dieses Ausdrucks aus?

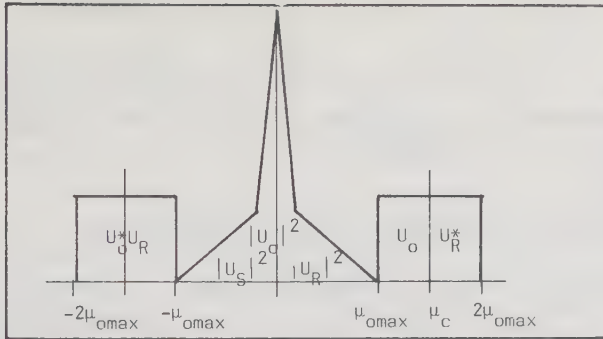
zu a)

Es sei: $P=R$, $P \ll 1$, außerdem wird $P+S+R=1$ gesetzt
(Dies gilt auch für die weiteren Kontrastrechnungen)

$$\text{Kontrast } K = \frac{(P+S+R+2\sqrt{RP}) - (P+S+R-2\sqrt{RP})}{(P+S+R+2\sqrt{RP}) + (P+S+R-2\sqrt{RP})} = 2P \quad (2-4)$$

zu b) Die Fouriertransformierte zeigt die Figur 2-2

Wenn also die Trägerfrequenz des Interferenzterms $\mu_c \geq 3/2 \mu_{\text{omax}}$ ist, so sind beide Terme vollständig getrennt und können voneinander unterschieden werden. Woher wissen wir aber, daß die maximale Streulichtbandgrenze $\mu_{\text{smax}} \leq \mu_{\text{omax}}$ ist? Das Gleichheitszeichen ist sofort einzusehen, denn das Streulicht geht durch dasselbe Abbildungssystem wie U_0 , ist also gleich diesem bandbegrenzt. Weiter gilt sogar das Kleinerzeichen, wie eine erste grobe Abschätzung zeigt.



FIGUR 2-2: Frequenzspektrum eines off-axis Hologramms

$|U_s|^2$ ist das Beugungsbild vieler kleiner (d.h. klein gegen die Aperturöffnung), statistisch verteilter Teilchen. Geht man, um die Point-spread-Funktion des Systems zu bekommen, von einem $U_o(x) = \delta(x)$ aus, so setzt sich dieses Beugungsbild der Streuteilchen aus dem Formfaktor U_{sForm} , d.h. dem Beugungsbild des Einzelstreuers, und dem dazu multiplizierten Arrayfaktor U_{sArray} , d.h. der Fouriertransformierten der statistischen Verteilung, zusammen. Diese Fouriertransformierte ist nun als Ergebnis von statistischen Vielstrahlinterferenzen wieder eine statistische Funktion, ein Specklemuster (A3.4.). Da sich die Teilchen bewegen, mitteln wir während der Belichtungszeit über viele solcher Specklemuster. Diese Mittelung ergibt im wesentlichen eine sehr niederfrequente Funktion. Mit anderen Worten, für die Fouriertransformierte gilt:

$$\mathcal{F}[\langle |U_s|^2 \rangle_t] = \mathcal{F}[\langle |U_{sForm} \cdot U_{sArray}|^2 \rangle_t] \approx \tilde{U}_{sForm} * \tilde{U}_{sForm}, \quad (2-5)$$

da $\langle |U_{sArray}|^2 \rangle_t \approx \text{const}$
d.h. in diesem Fall gilt

$$\mu_{smax} \ll \mu_{omax}$$

Auf diese Eigenschaft werden wir später zurückkommen, sie ist für den prinzipiellen Fortgang hier nicht wichtig.

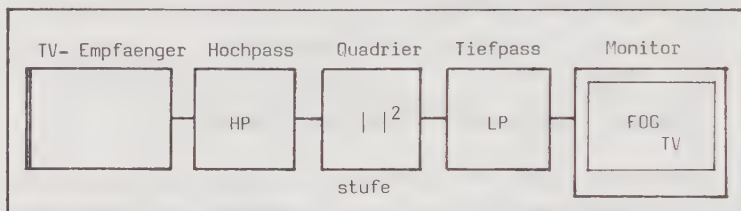
Wenn wir als Empfänger eine Fernsehkamera nehmen, dann wandelt diese das Ortsfrequenzspektrum bei der Abtastung in ein Zeitfrequenzsignal um. Dies gilt natürlich nur für die Ortsmodulation in Zeilenrichtung, da wir hier ein 2D-Signal in ein 1D-Signal umwandeln (A3.7.).

$$E(t) \sim [P|U_o|^2 + S<|U_s|^2> + R|U_r|^2] + 2\sqrt{RP} \operatorname{Re}[U_o] \cos(2\pi f_t t) \quad (2-6)$$

mit: $[\]$ -Term=NF-Term.

d.h. der Interferenzterm aus Figur 2-2 wandelt sich hierbei in ein amplitudenmoduliertes Traegerfrequenzsignal mit einer Traegerfrequenz f_t um, die zu μ_c korrespondiert.

Die elektronische Weiterverarbeitung veranschaulicht Figur 2-3



FIGUR 2-3: Elektronische Rekonstruktion eines off-axis Bildebenenhologramms

Das Hochpassfilter HP trennt den niederfrequenten (NF)Signalteil ab; die Quadrierstufe demoduliert das verbleibende HF-Signal:

$$E(t) \sim |\operatorname{Re}[u_o]|^2 + \operatorname{Re}[U_o] \cos(4\pi f_t t) \quad (2-7)$$

Das Tiefpassfilter LP entfernt nun den $\cos(4\pi f_t t)$ - Term und auf dem Monitor erscheint, wie erwartet:

$$I_{\text{Mon}} \sim |\operatorname{Re}[U_o]|^2 \quad (2-8)$$

(Die quadratische Kennlinie des Monitors wird bei der Signalverarbeitung implizit berücksichtigt)

Wie man sieht, bekommen wir die volle Information über den Realteil des Ausgangswellenfeldes. Dies ist jedoch für reelle, d.h. Nur-Amplituden-Objekte gleich der aufgezeichneten Intensität ohne Störung.

Sollten aber Phasen, d.h. komplexe Objekte ins Spiel kommen, so sieht die Sache anders aus; dies wird aber unter 2.3.2 behandelt.

2.1.2. On-axis Holografie

Das nächste Verfahren, das vorgestellt werden soll, ist die on-axis Bildebeneholografie IFA91, (A1.4.).

Hierbei haben wir im Prinzip denselben Aufnahmearrangement wie in 2.1.1., Fig. 2-1, jedoch fällt jetzt die Referenzwelle genau in Richtung der optischen Achse ein, d.h. $\alpha=0$, $\mu=0 \Rightarrow R = \pm 1$. Für die Wechselwirkung von U_o und U_s gilt das bereits gesagte. Da nun der Interferenzterm und der Intermodulationsterm nicht mehr in der Frequenzebene getrennt sind, benötigen wir hier aber zwei Aufnahmen, wobei zwischen den beiden Aufnahmen die Referenzwelle um π phasenverschoben wird. Mit diesem Trick gelingt es nun wieder "Gut und Böse" zu trennen.

1. Aufnahme:

$$E_1 \sim P|U_o|^2 + S|U_s|^2 + R + 2\sqrt{RP} \operatorname{Re}[U_o] \quad (2-9)$$

2. Aufnahme:

$$E_2 \sim P|U_o|^2 + S|U_s|^2 + R - 2\sqrt{RP} \operatorname{Re}[U_o]$$

Subtrahieren wir E_1 und E_2 , so erhalten wir:

$$E_1 - E_2 = 4 \operatorname{Re}[U_o] \quad (2-10)$$

Auf dem Monitor erscheint dann wieder:

$$I_{\text{Mon}} \sim |\operatorname{Re}[U_o]|^2 \quad (2-11)$$

Wir erhalten also wieder, wie im off-axis Fall, den Realteil von U_o in voller Schönheit.

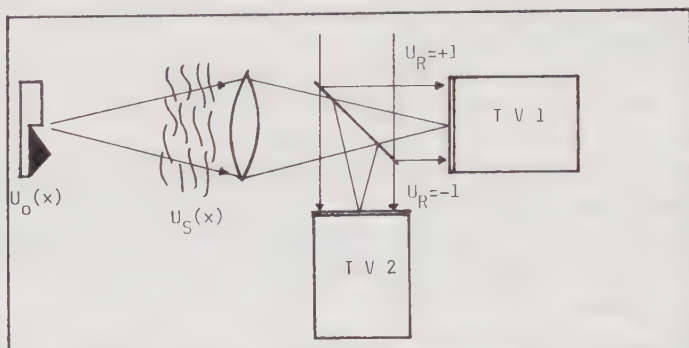
Der Kontrast der Einzelbilder ist hier:

$$K = 2 P \quad (2-12)$$

Wenn man an unsere Echtzeitforderung denkt, drängen sich zwei Fragen auf:

- Wie bewerkstelligt man den Phasenschnitt, um von der Referenzwelle +1 zu der -1 zu kommen
- Wie subtrahiert man die beiden Bilder?

zu a) Hierbei hilft einem der Energiesatz (A3.2.). Unser Aufnahmeaufbau sieht wie in Figur 2-4 aus:



FIGUR 2-4: On-axis Bildebenenhologrammaufnahme

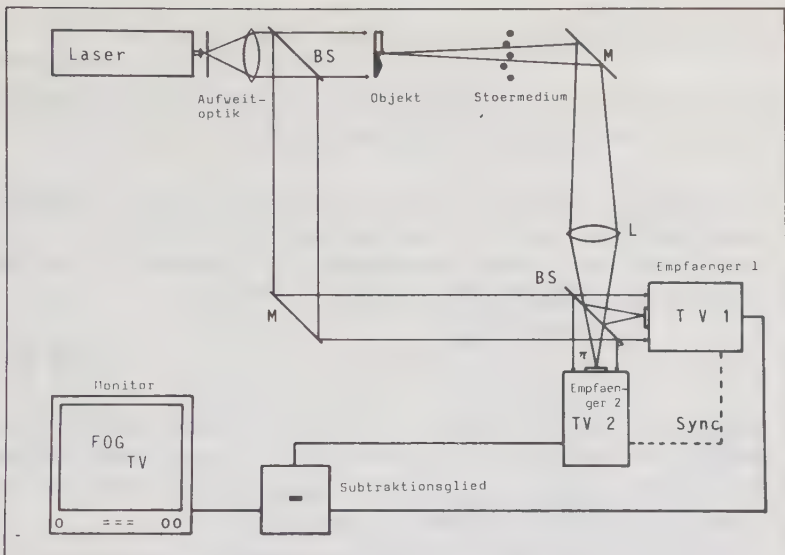
Unser Interferometer, das wir zur Hologrammbildung benötigen, hat, da es on-axis arbeitet, notwendigerweise zwei Ausgänge (A3.2.). Die Energieerhaltung fordert nun gerade für diese beiden Ausgänge, daß sich im Interferenzterm das Vorzeichen umkehrt, d.h. unser Phasenschrift wird uns frei Haus geliefert.

zu b) Für die Weiterverarbeitung, d.h. die Bildsubtraktion gibt es im wesentlichen zwei Grundmöglichkeiten, wie Figuren 2-5a und 2-5b zeigen:

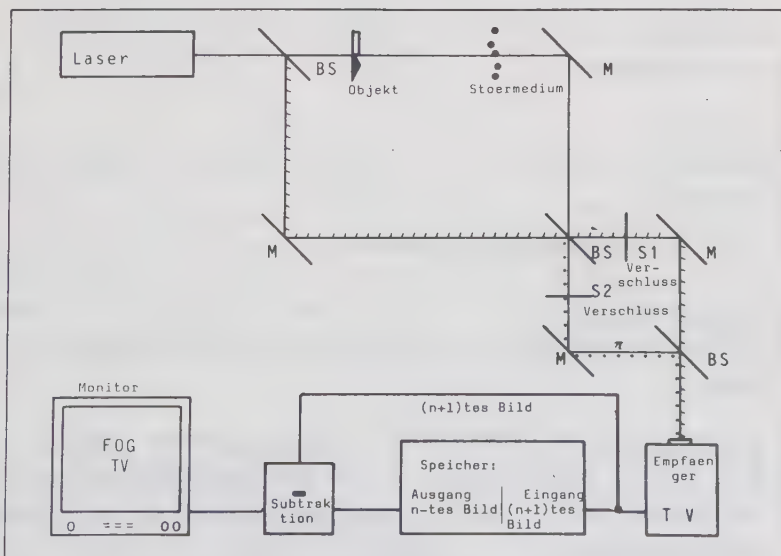
Möglichkeit 1 (Figur 2-5a) sagt, man nehme an beiden Ausgängen je einen Empfänger, die genau aufeinander justiert und miteinander synchronisiert sind und subtrahiert direkt die beiden Videosignale. Das dabei auftretende Justier- und Synchronisierproblem wird in der Praxis am ehesten mit CCD-Kameras (A3.7.) lösbar sein, denn die heute üblichen Fernsehaufnahmeröhren leiden sehr unter geometrischer Verzeichnung.

Möglichkeit 2 (Figur 2-5b) verwendet nun einen Empfänger, der über schnelle Verschlüsse S_1 und S_2 nacheinander die Bilder aufnimmt. Zur Subtraktion benötigt man, neben dem Subtraktionsglied, noch zusätzlich einen Speicher, der als Verzögerungsleitung für ein ganzes Fernsehbild fungiert.

Beide Verfahren haben ihre Vor- und Nachteile, über die in 2.2. berichtet wird.



FIGUR 2-5a: On-axis Holografie mit zwei synchronisierten Empfängern



FIGUR 2-5b: On-axis Holografie mit einem Bildspeicher als Verzögerungsglied

2.1.3. Selbstmodulation des Objekts durch kohärente Beleuchtung

Diese Idee entsprang den Schwierigkeiten, die auftraten, wenn man versuchte diffus reflektierende Objekte in Echtzeit zu holografieren. Doch davon später.

Die Grundlage der Idee ist die Tatsache, daß einem rauen Objekt, welches man kohärent abbildet, ein Specklemuster überlagert wird IOA6, OA7I, (A3.4.).

Diesen Umstand kann man als Multiplikation des Objektbildes $|U_o|^2$ mit dem statistischen Specklemuster $|S_p|^2$ beschreiben:

$$|U_{sp}|^2 = |U_o \cdot S_p|^2 \quad (2-13)$$

Dies gilt auch noch im Nebelfall, da das Licht, das ungeschoren durch das Störmedium kommt, ja nach wie vor kohärent ist. Das Streulicht zeigt allerdings dieses Verhalten nicht, da es ja durch die Teilchenbewegung inkohärent wurde. Auf dem Target des Empfängers findet man daher:

$$E \sim P|U_o S_p|^2 + S \langle |U_s|^2 \rangle_t, \quad P+S_G = 1, \quad P \ll 1 \quad (2-14)$$

$$S_G = S + S_{III} \quad (\text{wie unter 2-1})$$

Betrachten wir nun wieder den Kontrast und die Fouriertransformierte des elektronischen Signals:

a) Kontrast

In diesem Fall ergibt sich für den Kontrast des Objektlichtes bezogen auf das Gesamtsignal:

$$K = \frac{(S+P) - (S-P)}{(S+P) + (S-P)} = P/(1-P) \approx P, \quad \text{da } P \ll 1 \quad (2-15)$$

b) Fouriertransformierte

Die Fouriertransformierte von $\langle |U_s|^2 \rangle_t$ kennen wir schon und wissen, daß die Bandbreite

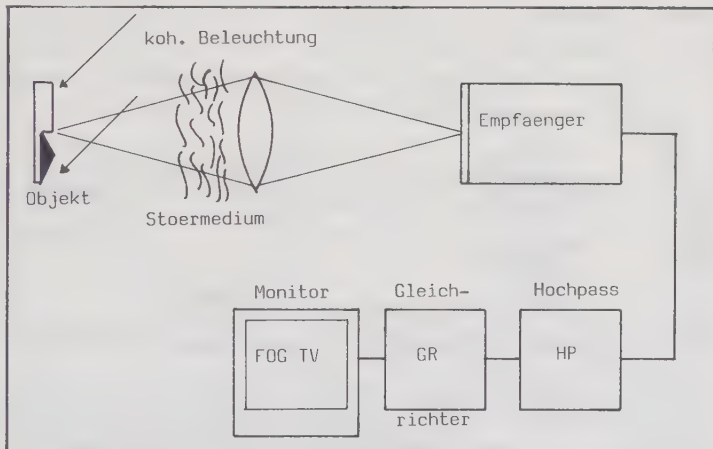
$$\mu_{smax} \ll \mu_o < \mu_{max}$$

ist. Die Transformierte von $|U_o \cdot S_p|^2$ ist die Faltung von: $\tilde{U}_{sp} = \tilde{U}_o * \tilde{S}_p$
 $\tilde{S}_p$ ist nach A3.4. je nach Streuerart entweder die Autokorrelation der quadrierten Aperturfunktion oder die quadrierte Aperturfunktion allein, d.h. im allgemeinen eine breite Funktion.

Die Faltung von $\tilde{U}_0$ mit $\tilde{S}_p$ bewirkt, daß man das Objektspektrum in der ganzen zu Verfügung stehenden Bandbreite verteilt wiederfindet.

Trennt man nun den niederfrequenten Term $\langle |\tilde{U}_s|^2 \rangle_t$ ab, so bleibt immer noch das ganze Objektspektrum übrig; qualitativ, nicht quantitativ.

Den Systemaufbau zeigt Figur 2-6:



FIGUR 2-6: Prinzipaufbau für die Selbstmodulation

Nach dem HP erhält man also:

$$E \sim P' |U_{sp}|^2 \quad \text{mit } P' < P \quad (6)$$

da wir die Signalstärke durch das Abtrennen des NF-Terms vermindern. Da das Specklesignal bipolar ist, bietet sich eine nachfolgende Zweiweggleichrichtung an, die man noch vor den Monitor schaltet. Tut man dies nicht, so wirkt der Monitor wie ein Einweggleichrichter. In diesem Fall werden die Speckles mit -1 auch dunkelgesteuert, d.h. so ein Bild wird für das Auge weniger gut konsumierbar sein.

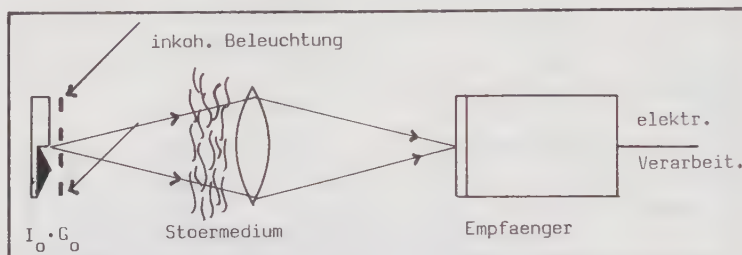
Eine regelrechte Demodulation, wie in den Fällen davor, ist hier nicht möglich, da wir mit einem statistischen Träger arbeiten. Außerdem würde uns z.B. eine Tiefpassfilterung das Auge gar nicht danken, da hochfrequenter Rausch vom Auge als "besser" bewertet wird ITB1, TB2I. Das Endergebnis sieht dann so aus:

$$I_{Mon} \sim P' |U_{sp}|^2 \quad (2-17)$$

2.1.4. Inkohärente Methoden

Wie 2.1.3. zeigt, ist der wesentliche Effekt, die Trägerfrequenzmodulation des Objektes, welches das Objektspektrum aus dem Rauschspektrum heraushebt. Wenn man mit seinen Überlegungen so weit ist, ist es nur noch ein kleiner Schritt zu den inkohärenten Verfahren. Diesen Schritt wollen wir nun vollziehen und zwei Möglichkeiten diskutieren.

Den ersten Grundaufbau zeigt Figur 2-7



FIGUR 2-7: Prinzipaufbau für die inkohärente Gittermodulation

Die Modulation des Objektes übernimmt nun ein Gitter G_0 , welches mit der Objektfunktion direkt oder virtuell multipliziert wird. Virtuell heißt, auf das Objekt wird ein Gitter abgebildet. Auf dem Target erhalten wir daher:

$$E \sim P I_0 G_0 + S I_s, \quad P + S_G = 1, \quad P \ll 1, \quad I_s = \text{Streulichtintensität} \\ (\text{auch hier: } \int I dx = 1) \quad (2-18)$$

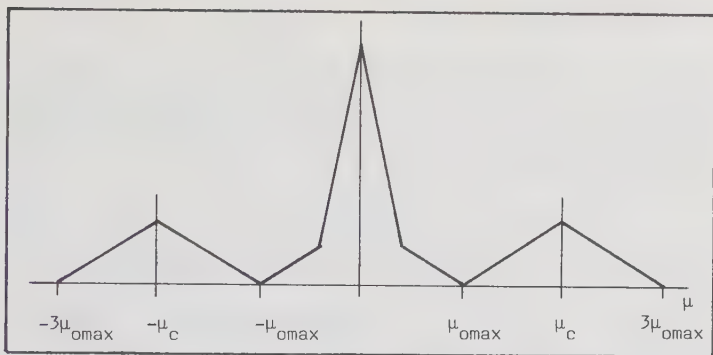
Die Frequenz des Gitters wählt man natürlich so, daß das Modulationsband $\tilde{I}_0 * \tilde{G}_0$ mindestens außerhalb des Frequenzbandes des Streulichts $\tilde{I}_s$ liegt. Nehmen wir z.B. $G_0 = 1 + \cos 2\pi \mu_c x$ an, so erhalten wir in der Frequenzebene:

$$I_0 G_0 \rightarrow \mathcal{F} \rightarrow \tilde{I}_0 * \tilde{G}_0, \quad \text{mit } \tilde{G}_0 = \delta(\mu) + 1/2 \delta(\mu - \mu_c) + 1/2 \delta(\mu + \mu_c) \quad (2-19) \\ \text{mit: } \mu_c = \text{Trägerfrequenz}$$

Grafisch sieht das so aus, wie in Figur 2-8

Wie man hier sieht, benötigt man bei diesem Modulationstrick maximal die dreifache Bandbreite von I_0 . Dann wäre also auch hier wieder eine Trennung von Objektinformation und Streulicht möglich. Wir simulieren hier sozusagen die off-axis Holografie.

Die zweite Möglichkeit ähnelt in gleicher Weise der on-axis Methode. Dazu sind dann auch wieder zwei Aufnahmen notwendig:



FIGUR 2-8: Frequenzspektrum bei inkohärenter Modulation mit Gitter

$$E_1 \sim P I_0 + S I_s$$

$$E_2 \sim P(1-I_0) + S I_s \quad \rightarrow \rightarrow \rightarrow \quad E_1 - E_2 = 2PI_0 + P \quad (2-20)$$

mit: $(1-I_0) \hat{=}$ Negativ von I_0 , I_s soll gleichbleiben. Dies gilt nur fuer Objekte, bei denen die Anzahl heller und dunkler Bildstellen ungefaehr gleich ist. P wird subtrahiert,

$$\text{d.h. } I_{\text{Mon}} \sim 2PI_0$$

Eine weitere Möglichkeit wäre, wenn gälte:

$$dI_s/dt = 0$$

sich also während der Beobachtungszeit der Zustand des Streuers nicht ändert. Man bildet dann durch den Streuer hindurch eine Punktlichtquelle ab und gewinnt so E_{so} . Dies speichert man ab und bildet dann:

$$E - E_{so} = PI_0 + SI_s - SI_{so} \approx PI_0 \quad (2-21)$$

mit: I_s = Streulichtintensitaet, I_{so} = Streulicht erzeugt von Punktlichtquelle

Dies gilt natürlich nur, wenn $I_s = I_0 * I_{so} = I_{so}$ ist. Dies ist aber nur dann gegeben, wenn die Pointspreadfunktion I_{so} sehr breit ist, d.h. idealerweise $I_{so}(x) = \text{const}$ wäre; denn es gilt:

$$\text{wenn } f(x)=1 \text{ und } g(x) \text{ beliebig, } f * g = C \quad (2-22)$$

Der Kontrast bei diesem Verfahren berechnet sich zu:

$$K = \frac{(S+P) - S}{S+P+S} = P/(2-P) \approx P/2, \text{ da } P \ll 1 \quad (2-23)$$

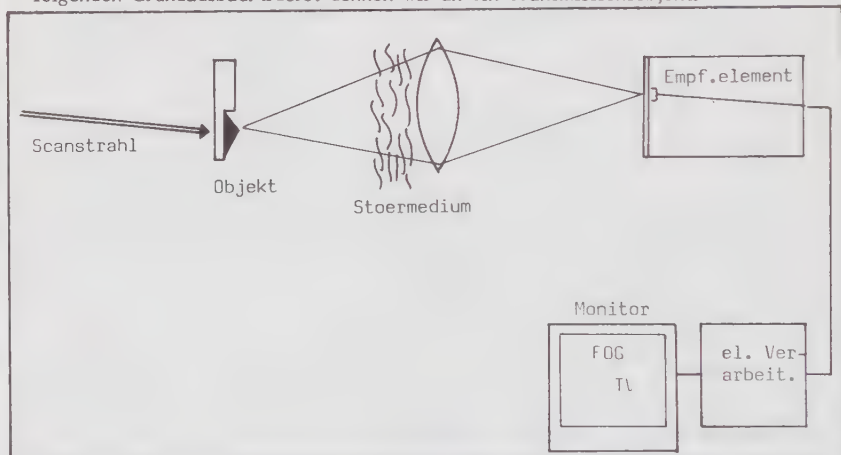
($P+S=1$ gesetzt)

2.1.5. Synchronscanmethoden INA61

Hierzu benötigen wir zwei Voraussetzungen:

- a) es gibt die Möglichkeit ein Objekt punktwise nacheinander zu beleuchten, d.h. abzutasten. Man weiß also zu jedem Zeitpunkt in welcher Raumrichtung der Beleuchtungsstrahl sich befindet
- b) es gibt fotoelektrische Flächenempfänger (A3.7.), die die einfallende Lichtintensität nicht aufintegrieren, sondern wo bei der punkweisen Abtastung nur der Momentanzustand der auftreffenden Intensität ausgelesen wird.

Synchronisiert man nun Sender- und Empfängerabtaststrahl, so kommt man zu folgenden Grundaufbau. Zuerst denken wir an ein Transmissionsobjekt.



FIGUR 2-9: Prinzipaufbau für das Scanningverfahren

Der Beleuchtungsstrahl durchdringt nun das Objekt und wird durch die Optik auf das Empfängertarget abgebildet. Das Abtastelement des Empfängers befindet sich zur gleichen Zeit an diesem Bildort. Haben wir nun Nebel zwischen Objekt und Objektiv, so wird das vom Nebel gestreute Licht abgelenkt, fällt also nicht mehr auf das Abtastelement. Daher sieht dieses Element immer nur das um den Faktor P geschwächte Objektlicht, aber kein Streulicht. Da wir den Nebel als homogen annehmen, ist P über das Feld konstant, kann also keinen Schaden anrichten.

Wie man sieht, geht dies natürlich auch in Reflexion und man benötigt nicht unbedingt kohärentes Licht dazu. In der Praxis wird man allerdings einen Laser zur Beleuchtung verwenden, denn ein Laser liefert von Haus aus ein Lichtbündel mit so geringer Divergenz, ist also auch auf weitere Entfernung eine gute

Spotlichtquelle.

Als Modifikation des eben erklärten Verfahrens ist auch denkbar, daß man einen großen stationären Flächenempfänger verwendet, der sowohl das gestreute als auch das ungestreute Licht einsammelt. Der Scanvorgang beim Empfänger würde dann nur noch rein elektronisch bei der Monitorwiedergabe durchgeführt.

Der Vorteil wäre, daß der Flächenempfänger alles Licht verwerten würde, was dem Signal-zu-Rausch Verhältnis zu Gute kommen würde und daß der Scanprozeß sehr vereinfacht würde.

Zwei Tatsachen muß man jedoch beachten:

Erstens, die Fläche des Empfängers muß mindestens so groß sein, wie es das Ergebnis der Faltung des Bildfeldes mit der Streulichtfunktion angibt. Ist dies nicht der Fall, so erhält man am Rand Abschattungen, die aber unter Umständen (d.h. bei einem zeit- und ortskostanten Verhalten) auch auf elektronischem Weg kompensierbar sind.

Zweitens muß man aufpassen, wenn die Homogenität des Nebels nicht gewährleistet ist. Auf das ungestreute Licht hat die Teilchendichte und in seltenen Fällen auch die Teilchengröße einen Einfluß. Auf das Streulicht, das auf dem Empfänger ankommt, wirkt ebenfalls die Teilchendichte und die Teilchengröße.

Man muß dann im konkreten Fall untersuchen, was durch die Inhomogenität weniger beeinflusst wird: P allein oder die Summe $P+S$. Im ersten Fall ist ein scannendes Empfängerelement besser. Im zweiten Fall ein großflächiger, stationärer Empfänger.

Schwieriger wird jedoch die Situation, wenn man den Beleuchtungsstrahl auch schon auf dem Hinweg durch den Nebel schickt. Bei den anderen Methoden hat das zwar auch einen Einfluß, siehe 2.3.4.4., aber prinzipiell ändert sich bei diesen nichts.

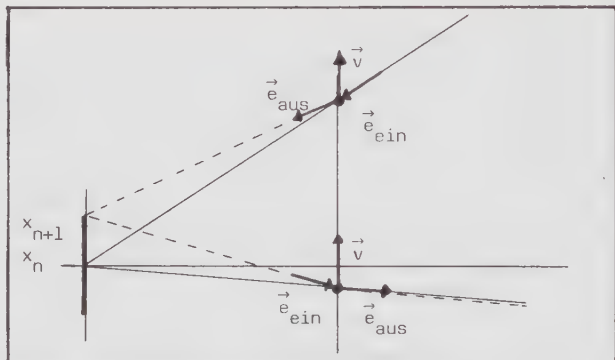
Anders hier:

Bei dem ersten Durchtritt des Beleuchtungsstrahles durch den Nebel wird dieser aufgefächert. Er beleuchtet also nicht länger nur einen Punkt, sondern eine bestimmte Fläche. Diese mitbeleuchteten Objektpunkte werden nun ihrerseits bei dem zweiten Nebeldurchtritt gestört, d.h. sie werden einen Teil des von ihnen ausgehenden Lichts in das Abtastfeld des anderen Punkts streuen und so ein Störsignal hervorrufen.

Man kann nun auf die Idee kommen, dieses Streulicht mit Hilfe unseres Dopplertricks zu entfernen. Hat man nun damit auch hier eine Chance?

Die Frequenz des Beleuchtungsstrahles sei ν_0 . Dieser Strahl trifft auf den Objektpunkt $U(x_n)$. Die Nachbarpunkte $U(x_{n+1})$, $U(x_{n-1})$ u.s.w. werden mit einer Welle beleuchtet, die einen Dopplerschift trägt:

$$\Delta\nu_{D\text{Bel}} = \frac{1}{\lambda} \vec{v} \cdot (\vec{e}_{\text{ausBel}} - \vec{e}_{\text{einBel}}) \quad (2-24)$$



FIGUR 2-10: Berechnung des Gesamtdopplerschiffs

Beim zweiten Durchgang erhält das Licht dann folgenden Dopplerschift:

$$\Delta\nu_{D\text{Str}} = \frac{1}{\lambda} \vec{v} \cdot (\vec{e}_{\text{ausStr}} - \vec{e}_{\text{einStr}}) \quad (2-25)$$

Der Gesamtdopplerschift ist dann:

$$\Delta\nu_D = \Delta\nu_{D\text{Bel}} + \Delta\nu_{D\text{Str}} \quad (2-26)$$

Wenn die Beleuchtung genau entgegen der optischen Achse erfolgt, so ergibt sich dann leider $\Delta\nu_D = 0$

Bei schräger Beleuchtung mit einem Beleuchtungswinkel α und der Annahme daß Kleinwinkelstreuung vorliegt, dann erhält man:

$$\Delta\nu_D = \frac{1}{\lambda} v (1 - \cos\alpha) \Delta\alpha \neq 0 \quad (2-27)$$

Mit anderen Worten, das störende Streulicht trägt einen Dopplerschift. Wie groß müßte nun dieser Dopplerschift sein?

Der Referenzstrahl werde in Richtung der optischen Achse, also wie bei der on-axis Holografie zugeführt. Das Vorhandensein eines Dopplerschifts in der Störwelle bewirkt nun folgendes: Es tritt ein Schwebungsterm mit $\cos(\Delta\nu_D)$ auf. Nun kommt aber der Pferdefuß:

Da wir nichtintegrierend arbeiten, müssen wir die Frequenzen elektronisch trennen. Sei die Abtastfrequenz f_o , so erwarten wir als Störsignal eine Frequenz $f = f_a + \Delta f_D$. Wie trennt man nun ein Signal mit der Frequenz f_a von einem mit der Frequenz f ab, wenn $\Delta f_D < f_a$ ist. Eine Möglichkeit, man zählt die Perioden. Wie lange zählt man?

Nun, bis man entscheiden kann, liegt f oder f_a vor. Sei z.B. $f_a = 0$ und $\Delta f_D = 100$ Hz, so muß man mindestens eine Schwingung, d.h. $1/100$ sec von Δf_D abwarten um exakt zwischen f_a und f unterscheiden zu können. Mit anderen Worten, die Zeitkonstante

für die Frequenzdiskriminierung ist $t = 1 / \Delta f_D$. Dies gilt nun für jeden Bildpunkt extra. Die Abtastzeit für ein Bild $t_{\text{tot}} = t \cdot N^2$ mit $N^2 = \text{Anzahl der Bildpunkte}$.

Sei $N = 500$, so ist $t_{\text{tot}} = 2\,500$ sec oder 42 min

Oder andersherum soll $t_{\text{tot}} = t_{TV}$ sein, so bedeutet dies ein $t = 80\text{-}100$ nsec oder ein $\Delta f_D = 8\text{-}10$ MHz

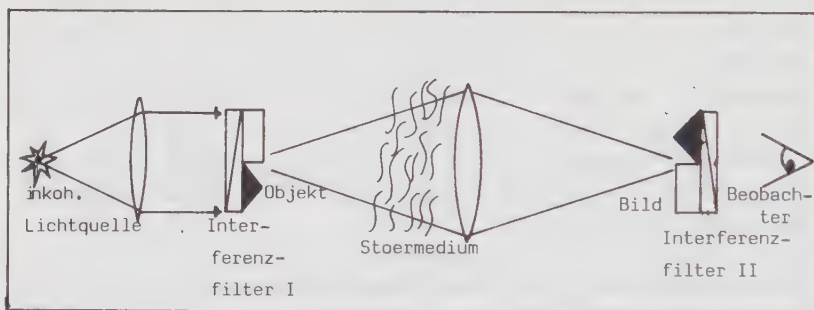
Wie man sieht, wird diese Tatsache, daß man über jeden Punkt einzeln integrieren muß, ein entscheidender Nachteil sein. Der Kontrast P ist bei dieser Methode im Transmissionsfall gleich 1, da kein Störlicht vorhanden ist, im Reflexionsfall mit der Nebelzweifachdurchdringung und dem Dopplertrick immer noch besser als $2P$.

Eine weitere, mit der Scanmethode verwandte Möglichkeit soll an dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben. Diese Idee geht auf S.Case [bei Optics Letters eingesandt] zurück. Bei unseren Scanverfahren verwenden wir als a priori Information das Wissen um den Beleuchtungszeitpunkt eines Objektpunktes. Die Idee von S.Case ist nun, jeden Objektpunkt mit einer bestimmten Wellenlänge zu codieren. Der Prinzipaufbau sieht dann wie in Figur 2-11 aus. Eine weiße Lichtquelle mit einem möglichst kontinuierlichen Spektrum beleuchtet eben einen Interferenzfilter, dessen Wellenlängentransmission ortsabhängig ist. Mit anderen Worten, hinter diesem Filter erhält man ein Farbspektrum. Damit wird nun das Objekt

beleuchtet. In der Bildebene befindet sich ein gleicher Interferenzfilter. D.h. gelbes Licht z.B. wird nur an der zum Objekt korrespondierenden Stelle des Bildfeldes durchgelassen, sonst abgeblockt. Gestreutes Licht, welches ja an der "falschen" Stelle des Bildfeldes ankommt wird also somit "erkannt" und entfernt.

Das Verfahren geht in Echtzeit mit stehendem oder bewegtem Nebel ohne weitere Nachverarbeitung, will man auf weitere Scantricks verzichten, allerdings nur in einer Dimension. Die erreichbare Objektauflösung ist durch die spektrale Auflösung der Interferenzfilter gegeben.

Probleme ergeben sich auch hier bei der zweimaligen Nebeldurchdringung, sowie bei einer starken Beeinflussung des codierenden Spektrums durch Absorption am Objekt oder im Streumedium.



FIGUR 2-11: Prinzipaufbau für das λ - Coding

2.2. Vergleich der Verfahren (1.Teil)

Einen solchen Vergleich stellt man am übersichtlichsten mit Hilfe einer matrixähnlichen Tabelle dar. Doch bevor wir dies tun, müssen wir uns überlegen, was wir vergleichen wollen.

Welche Verfahren stehen in Konkurrenz?

1. Die off-axis Bildebenenholografie (OffAH)
2. Die on-axis Bildebenenholografie
 - a) mit einem Empfänger (On AHa)
 - b) mit zwei Empfängern (OnAHb)
3. Die kohärente Selbstmodulation des Objekts (CSM)
4. Die inkohärenten Trägerfrequenzverfahren (ICTF),
sowie die inkohärente Subtraktionsmethoden
 - a) mit Objektkonvertierung (ICSI),
 - b) mit Pointspreadsubtraktion (ICSP)
5. Die Synchronscanverfahren (SSSE)

Welches sind die Bewertungskriterien?

1. Der Kontrast des gewünschten Objektsignals. Diese Größe entscheidet nämlich, welchen Rauschanteil man in der Praxis noch verkraftet, wenn man z.B. an die elektronische Nachverstärkung denkt. Kurz gesagt, je höher der Kontrast, um so besser.
2. Die Art der Beleuchtung, denn es wird in der Praxis nicht gleichgültig sein, ob man kohärente oder inkohärente Beleuchtung fordert. Hier gilt: inkohärent ist besser als kohärent.
3. Welche Anforderungen sind an das Streumedium zu stellen?
Je allgemeiner, desto besser.
4. Welche zeitlichen und räumlichen Schwankungen sind erlaubt, wenn man an den optischen Weg vom Objekt zum Empfänger denkt.
Auch hier ist die Bewertung einfach, je größer die erlaubten Schwankungen, desto besser.

5. Welche zeitliche Auflösung ist möglich. Diese Auflösungszeit ist hierbei die Zykluszeit, die man für die Gewinnung eines Bildes benötigt. Als Maßstab dient hierzu die Fernsehzykluszeit.

6. Welche Bandbreite benötigt man empfängerseitig. Hier ist der Bewertungsgedanke der, daß in der Praxis mehr Bandbreite mehr Geld bedeutet. Als Faustformel gilt: doppelte Auflösung im 1D-Ortsraum = 4-fache Systembandbreite = 10-facher Preis.

7. Als letztes werden wir den apperativen Gesamtaufwand bewerten

Unser Bewertungsschema sieht so aus:

++ , + , 0 , - , --

	Off-axis Holografie	On-axis Holografie	Selbstmodulation
Beleuchtung	kohärent+ Referenzstrahl (-)	kohärent+Referenzstr. (-)	kohärent (0)
Stabilität des Aufbaues	Interferometrisch (0)	Interferometrisch (0) Ref.strahlwinkel $\alpha=0!(-)$ (zwei Empfänger justieren $(-)$)	besser als fotografisch (+)
Streuemedium	bewegt: $v \cdot t \geq B$ (+)	bewegt: $v \cdot t \geq B$ (+)	bewegt: $v \cdot t \geq B$ (+)
Kontrast	$K = 2 P$ (+)	$K = 2 P$ (Einzelaufnahme) (+) $K = 4 P$ (Result.Signal) (++)	$K = P$ (0)
Bandbreite des Empfängers	$\mu_{Smax} \leq \mu_g \leq 2\mu_{omax}$ (0) + μ_{0max}	$\mu_o = \mu_{omax}$ (++)	$\mu_{Smax} + \mu_{omax} \leq \mu_g$ (+)
Zeitauflösung	$t_{res} = t_{TV}$ (++)	$t_{res} = 2t_{TV} / t_{res} = t_{TV}$ (-) (++)	$t_{res} = t_{TV}$ (++)
Apparativer Aufwand	1 hochauflösende TV-Kamera (-) 1 HP+Quad,+LP (0)	1 Kamera (++)/2 Kameras(--) 1 Speicher(-)/----- 1 Subtrahierer(0)	1 hochauflösende Kamera (-) 1 HP + GR (0)

TABELLE 2.2.

Inkohärente Methoden		Scanning-Methoden	
inkohärent(++), aber wie moduliert man Objekt?(-)	inkohärent(++), aber Pos/Neg-wechsel oder I_S -Konstanz(--)	kohärent(+) mit Referenzstrahl (-)	inkohärent(++) kohärent(++)
photografisch(++)	photografisch(++)	photografisch(++) (Interferometrisch(-))	photografisch(++)
bewegt und unbewegt(++)	bewegt und unbewegt(++) unbewegt(-)	unbewegt und bewegt(++) bewegt(+)	unbewegt und bewegt(++)
$K = P/2$ (-)	$K = P/2$ (-)	$K = 1$ (++) $K = 2P$ (+)	$K = 1$ (++)
$\mu_{Smax} + 2\mu_{omax} \leq \mu_g$ und $\mu_g \leq 3\mu_{omax}$ (--)	$\mu_g = \mu_{omax}$ (++)	$\mu_g = \mu_{omax}$ (++)	$\mu_g = \mu_{omax}$ (++)
$t_{res} = t_{TV}$ (++)	$t_{res} \geq 2 t_{TV}$ (--)	$t_{res} = t_{TV}$ (++) Oder $t_{res} \gg t_{TV}$ (--)	$t_{res} = t_{TV}$ (++)
1 hochauflösende Kamera (-) 1 HP + GR + LP (0)	1 normale Kamera (+) 1 Speicher (-) 1 Subtrahierer (0)	1 image dissector (0) 1 Synchronscanner (-) 1 Frequenzanalyser (-)	1 image dissector (-) 1 Synchronscanner (-)

2.3. Bearbeitung der aufgeworfenen Fragen

Nachdem wir die Methoden prinzipiell, sowie deren Vor- und Nachteile beschrieben haben, die diese Methoden unter den angenommenen Bedingungen besitzen, möchten wir nun den Sprung wagen um uns den realen Gegebenheiten zuzuwenden.

Wie schon erwähnt, ist eine geschlossene Lösung wegen der Vielzahl der Parameter und deren, je nach Verwendungszweck verschiedene Gewichtung nicht praktikabel darstellbar. Wir werden deshalb auf jeden einzelnen, wichtigen Parameter extra eingehen. Mit anderen Worten, wir werden das Gesamtproblem partiell nach den einzelnen Parametern abklopfen, wobei die anderen Parameter konstant und ideal gehalten werden.

Zusammenfassend sollen sich dann aber im Kapitel 2.4. die Einzelergebnisse in einer Erweiterung der Matrix von 2.2. niederschlagen.

Doch nun in medias res. Als erstes möchten wir den Einfluß des Senders untersuchen.

2.3.1. Sendereinflüsse

In diesem Abschnitt wollen wir aber noch nicht auf die Leistungsabgabe des Senders eingehen, dies soll erst in 2.3.6. abgehandelt werden. Die Betrachtung hier wird sich mit der Kohärenz der Strahlung und mit dem Problem Dauerstrich- oder Pulsstrahlung beschäftigen.

2.3.1.1. Quellenkohärenz

Eine der von Shuman verwendeten Annahmen war, die beleuchtende Lichtquelle möge perfekt kohärent sein. Doch schon bei dieser Formulierung müssen wir einhaken. Selbst im umgangssprachlichen Gebrauch muß man mit dem Begriff "kohärente Lichtquelle" sehr vorsichtig sein, denn wenn man die Begriffe "kohärent" und "inkohärent" verwendet, so will man eigentlich etwas über die Interferenzfähigkeit zweier Wellenfelder aussagen. Ob nun zwei Wellenfelder zueinander kohärent sind oder nicht, ist nicht allein durch die Art der Lichtquelle, die diese Wellenfelder erzeugte, bestimmt, sondern hier schlagen alle Einflüsse, denen die Wellenfelder bis zum Ort der Wechselwirkung unterworfen waren, zu Buche. "Perfekt kohärente" oder "perfekt inkohärente" Lichtquellen lassen sich nur als theoretische Extremfälle konstruieren:

Eine Lichtquelle, die ein perfekt kohärentes Wellenfeld erzeugen würde, wäre ein mathematischer Punkt, welcher einen absolut monochromatischen Wellenzug seit $t=0$ bis in alle Ewigkeit aussenden würde.

Das Gegenteil, nämlich ein perfekt inkohärentes Wellenfeld, würde von einer unendlich ausgedehnten Lichtquelle erzeugt, die einen deltafunktionsartigen Lichtpuls aussendet. (Man kann diesen Deltalichtpuls auch durch die Forderung nach einem weißen Spektrum ersetzen)

Wenn man will und über die Schwierigkeiten, die durch die Kausalität, d.h. durch die Anisotropie der Zeit, verursacht werden, großzügig hinwegsieht, kann man diese Extremfälle sich direkt als Fourierpaare vorstellen. Dieser ganz kurze Exkurs zeigt, daß sich alle realen Lichtquellen, die Wellenfelder aussenden, je nach Lage der Dinge kohärent oder inkohärent benehmen. So verhält sich z.B. das Licht einer Sonne, einer zugegebenermaßen rießigen, thermischen Lichtquelle, in hinreichender Entfernung, d.h. in einigen Lichtjahren Abstand, z.B. in einem Teleskop, durchaus kohärent.

Welche Randbedingungen liegen nun in unserem Fall vor?

Wir wollen von einem Objekt ein Bildebenenhologramm aufnehmen, d.h. am Ort des Empfängers soll das Objektwellenfeld in Wechselwirkung mit einem Referenzwellenfeld während der Belichtungszeit stabile Interferenzen bilden. Die Kohärenzanforderungen sind in IFA8I, (A1.3.) dargelegt und sollen hier kurz wiederholt und ergänzt werden.

Da wir uns auf den Fall des Bildebenenhologramms aus schon genannten Gründen beschränken werden, nehmen wir hier an, daß das Objekt ganz im Bereich der fotografischen Schärfentiefe liegt. So dann unterscheiden wir zwei Arten von Kohärenz:

Als erstes befassen wir uns mit der spatialen Kohärenz. Diese spatiale Kohärenz hängt von der räumlichen Ausdehnung der Lichtquelle, wie sie der Empfänger sieht, ab. In unserem Fall zeigt sich, daß der Grad der spatialen Kohärenz keinen Einfluß auf das Ergebnis hat. Siehe auch Gleichung (14) der Anlage A 1.3.

Ganz anders jedoch sieht es aus, wenn man die spektralen Kohärenzbedingungen untersucht. Der unbelastete Leser wird sich nun fragen: Was soll's? Wenn sowieso ein Laser verwendet wird, dann hat man doch eine monochromatische, d.h. spektral kohärente Lichtquelle. Dies stimmt in der Praxis nun leider nicht in dieser Absolutheit. Betrachten wir deshalb zunächst einen Dauerstrichgaslaser (z.B. einen Ar- Jonenlaser). Hier existieren normalerweise nicht nur eine, sondern mehrere Laserübergänge, d.h. man benötigt einen Spektralapparat, um eine

bestimmte Wellenlänge herauszusortieren. Die spektrale Verteilung, die nun zu diesen einem Laserübergang gehört, ist nun nicht, wie theoretisch zu erwarten, eine enge Lorentzkurve, sondern eine relativ breite Gaußfunktion. Diese Verbreiterung geschieht auf Grund der Kollisionen der Gasatome untereinander, sowie durch die Dopplerverbreiterung wegen der Eigenbewegung der Gasatome. Welchen Einfluß hat nun diese Tatsache auf die Qualität eines Bildebenenhologramms

Die folgenden Überlegungen gehen zunächst analog der Veröffentlichung (A1.3.).

Die Voraussetzungen seien:

- Eine Objektwelle kann man sich durch das Zusammenwirken von lauter ebenen Wellen entstanden denken
- Bei der Hologrammaufnahme gelten im Wesentlichen die Regeln der linearen Superposition
- Die Lichtquelle sei o.B.d.A. eine Punktquelle, mit einer komplexen Amplitude

$$\sqrt{S(v)} e^{2\pi i(vt - \mathbf{p}(v,t))} \quad (2-28)$$

wobei $\sqrt{S(v)} = \text{rect}[(v-v_0)/\Delta v]$

mit: $\mathbf{p} :=$ Zufallsphasenfunktion

$v_0 :=$ mittlere Frequenz

$\Delta v :=$ Breite der rect-Funktion

und $\langle e^{2\pi i[\mathbf{p}(v,t) - \mathbf{p}(v',t)]} \rangle_t = \delta(v-v')$ und $t \gg t_{\text{coh}}$

mit: $t_{\text{coh}} = \text{"Laenge des Wellenzugs"}/c$

Nun nehmen wir ein off-axis Hologramm auf:

Nach der Belichtungszeit t , finden wir folgende Energieverteilung

$$E(x) = \langle |\int \sqrt{S(v)} e^{2\pi i[v t - \mathbf{p}(v,t)]} (1 + e^{2\pi i \mu x}) dv|^2 \rangle_t \quad (2-29)$$

mit $\mu = \sin \alpha \cdot (v/c)$, $\alpha = \angle$ (Ref.welle, Objektwelle)

Nach der Ausintegration und Normierung erhält man:

$$E(x) \sim 1/2 + 1/2 \cos(2\pi \mu_0 x) \text{sinc}(\Delta \mu x) \quad (2-30)$$

mit $\mu_0 = \sin \alpha \cdot (v_0/c)$, $\Delta \mu = \sin \alpha \cdot (\Delta v/c)$

Dies bedeutet, daß im Falle eines Bildebenhologramms die abnehmende Monochromasie der Strahlung zu einer Einengung der nutzbaren Bildfeldgröße führt, oder anders herum, daß die Zahl der "brauchbaren" Interferenzstreifen abnimmt, da ihr Kontrast zum Bildfeldrand verschwindet. In der on-axis Holografie ist selbst dies ohne Bedeutung, da dort $a \approx 0^\circ$, und somit der $\text{sinc}(\Delta\mu x)$ identisch 1 ist.

Nun wollen wir noch untersuchen, was geschieht, wenn eine der beiden interferierenden Wellen noch zusätzlich eine Frequenzverschiebung $\Delta\nu_D$ trägt.

Wir erhalten nach der Belichtung:

$$E(x) = \left\langle \left| \int \sqrt{S(\nu)} e^{2\pi i [v t - \mathbf{p}(\nu', t)]} (e^{2\pi i \Delta\nu_D t} + e^{2\pi i \mu x}) d\nu \right|^2 \right\rangle_t \quad (2-31)$$

Die Ausintegration und Normierung bringt:

$$E(x) \sim 1/2 + 1/2 \cos(2\pi \mu_0 x) \text{sinc}(\Delta\mu x) \text{sinc}(\Delta\nu_D t) \quad (2-32)$$

D.h. der Einfluß des Dopplershifts ist separierbar von dem Einfluß der Quellenbandbreite.

Den Einfluß dieser Tatsache in der Praxis möge folgendes Zahlenbeispiel illustrieren:

$$t = 1/25 \text{ sec} = t_{TV}, \Delta\nu = 10^9 \text{ Hz}, a = 1^\circ, \lambda_0 = 514,5 \text{ nm}, c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$$

$$\text{wir fordern: } \text{sinc}(\Delta\mu x) \geq 0.8 \Rightarrow |\Delta\mu x| \leq 0.3$$

$$\Rightarrow |x| \leq c \cdot 0.3 / \sin a \Delta\nu = 5.16 \text{ m}$$

Dies bedeutet, daß die Zahl der brauchbaren Interferenzstreifen einige Zehntausend beträgt. Die Auflösungsgrenze unserer Fernsehkamera ist aber kleiner als 1000 Streifenpaare. Es wäre also sogar ein $\Delta\nu > 10^{11} \text{ Hz}$ tolerierbar gewesen.

Für den $\text{sinc}(\Delta\nu_D t)$ gilt:

$$\text{sei } \text{sinc}(\Delta\nu_D t) \leq 0.2 \Rightarrow |\Delta\nu_D t| \geq 5/6$$

$$\Rightarrow \Delta\nu_D \geq 5/6 t_{TV} = 20.8 \text{ Hz}$$

Wie unsere Rechnung zeigt, sind also die notwendigen Kohärenzanforderungen nicht sehr streng und durchaus erfüllbar.

Anzumerken wäre noch, daß in der Praxis natürlich das Frequenzspektrum der Quelle nicht rechteckförmig, sondern gaußartig wäre, d.h.

$$\sqrt{S(\nu)} = e^{-[(\nu - \nu_0)/\sqrt{2}\Delta\nu]^2}$$

der Abfall des Interferenzstreifenkontrastes würde dann durch eine Funktion

$$K(x) \sim e^{-(\sqrt{2}\pi x \Delta \mu)^2}$$

beschrieben.

Diese obigen Ergebnisse gelten aber nur für den Fall, daß der Referenzstrahlweg und der Objektstrahlweg genau gleich sind und die Lichtbündelausdehnung unendlich wäre. Beides ist natürlich in praxi nicht erfüllt. Zur Veranschaulichung definieren wir uns eine Kohärenzlänge $\Delta = c/\Delta\nu$. Δ hat dabei die Bedeutung der räumlich longitudinalen Ausdehnung des eintreffende Wellenpakets. Wenn die Breite des Bildfeldes, das benützt wird und ortsfest ist, V ist, L die Wegdifferenz Objekt - Referenzwelle und α der Winkel zwischen den Wellen, so gilt für L folgende Bedingung:

$$L < \Delta - \sin \alpha \cdot V/2 \quad (2-33)$$

Ist diese Bedingung erfüllt, so erhält man Interferenzstreifen am Ort der Bildaufnahme. Hat weiterhin der Durchmesser der Wellenfelder in transversaler Richtung die Breite ϕ , dann bekommt man nirgends im Raum Interferenzstreifen, wenn

$$L > \Delta + \sin \alpha \cdot \phi/2 \quad (2-34)$$

ist, denn die räumlich-zeitliche Koinzidenz der Wellenpakete ist für die Interferenz notwendig.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß der Raum, in dem das Hologramm des Objekts aufgenommen werden kann, bestimmt ist durch die Bandbreite der Lichtquelle, dem Strahldurchmesser und der holografischen Schärfentiefe $L_{\max}$. Unabhängig davon wird der Interferenzstreifenkontrast weiterhin durch die Frequenzgleichheit beider Wellenfelder beeinflusst.

Diese genannten Bedingungen schaffen nun über die Abbildungsgleichungen auch Bedingungen über die erlaubte laterale und transversale Objektausdehnung.

Die Bedingung bezüglich des Dopplershifts nimmt Einfluß auf die erlaubten

Objektbewegungen (siehe 2.3.3.) und die erforderliche Streuteilchenbewegung.

Doch wenden wir uns zunächst den gepulsten Lichtquellen zu.

2.3.1.2. Vergleich: Dauerlichtquelle - gepulste Lichtquelle

Zunächst wollen wir auf kohärente Lichtquellen eingehen und Dauerstrich und Puls laser vergleichen.

Was kann einen veranlassen von einem Dauerstrich (oder c_w = continuous wave)-Laser zu einem Puls laser zu wechseln?

Wie der Name schon sagt, geben Dauerstrich laser kontinuierlich eine bestimmte Lichtleistung P_o ab, z.B. 1 Watt. Das bedeutet, daß während der Belichtungszeit die Energie $E = P_E \cdot t$ auf den Empfänger trifft. (P_E geht aus P_o unter Berücksichtigung der Lichtverluste hervor) Jeder Empfänger benötigt aber nun ein bestimmtes E_{min} . Im Falle eines c_w -Lasers kann man dies unter Umständen nur durch eine Verlängerung der Belichtungszeit erkaufen. Dies wird aber nicht immer wünschenswert sein, z.B. wenn sich das Objekt bewegt. Diese Objektbewegungen sind vielmehr oft ein Grund, sich eine möglichst kurze Belichtungszeit zu wünschen. Was also tun?

Nun, man kann einen Puls laser verwenden. Das ist so etwas wie ein Blitzlicht in der normalen Fotografie. Man pumpt zuerst längere Zeit Energie in das System, die dann in sehr kurzer Zeit wieder abgegeben wird. Beispiele für Puls laser sind der Rubin laser, der ja der Urvater der Laser überhaupt ist, sowie die moderneren Nd:YAG- Typen. Diese strahlen zwar im Infraroten bei ca. 1 μm , durch eine nachfolgende Frequenzverdopplung kommt man aber bequem ins optische Gebiet.

Die typischen Puls längen liegen in der Größenordnung von einigen zehn Nanosekunden. (Die Zucht geht heute vornehmlich in die Picosekundenrichtung, während für unsere Anwendung eine längere Pulsdauer vorteilhafter wäre)

Die Pulsform kann nun ein sehr wildes Aussehen besitzen. Wir stellen uns der Einfachheit halber eine Gaußfunktion vor:

$$e^{-(t/t_p)^2}$$

Welche Auswirkungen hat nun dies auf die Kohärenzlänge im Vergleich zum c_w -Laser? Beschränken wir uns hier auf den Single-mode Fall und nehmen fürs erste an, daß keine weiteren Linienverbreiterungsgründe existieren. Die Kohärenzlänge Δ wird deshalb nur durch die Pulslänge t_p bestimmt, d.h. Δ bewegt sich in der Größenordnung von einigen Metern. Da das Licht aber nicht nur durch einen, sondern durch viele elementare Ausstrahlungsprozesse entsteht, müssen wir zusätzlich eine Frequenzverbreiterung $\Delta\nu$ in Kauf nehmen. Diese Tatsache reduziert die verfügbare Kohärenzlänge um den Faktor

$$[1 + (\pi \Delta\nu t_p)^2]^{1/2} \quad (2-35)$$

I siehe auch: OB1, OB2 I

Für einen Q-switched Rubinlaser mißt man z.B. $\Delta\nu=50$ MHz und ein Δ von ca. 1,5 Meter. Dies bedeutet, daß die erreichbaren Kohärenzlängen von PulsLasern wesentlich schlechter sind, aber noch im brauchbaren Bereich liegen.

Die Pulsleistungen im Single-mode-Betrieb können ein Mehrfaches der Dauerleistung eines c_w -Lasers betragen, wobei für uns, wie oben erwähnt, die Energie pro Belichtungsintervall t aber entscheidend ist.

Beim Vergleich sind nun drei wichtige Größen zu nennen:

a) Die Kohärenzlänge

Während man beim c_w -Laser trotz Stoß- und Dopplerverbreiterung sehr große Kohärenzlängen (bis einige 100 Meter) erreichen kann, so ist beim PulsLaser, auch im Idealfall, die Kohärenzlänge direkt durch die Pulslänge beschränkt. Dies bedeutet, daß man den Referenzstrahlweg i.a. sehr gut anpassen muß.

b) Die effektive Belichtungszeit t_E :

Während bei einem c_w -Laser die effektive Belichtungszeit t_E gleich ist der Empfängerbelichtungszeit t , so lassen sich bei Pulsbetrieb zwei Betriebsarten unterscheiden:

1. ein Puls/Belichtungsintervall

$$\text{d.h. } t \gg t_E = t_p$$

2. mehrere Pulse/ Belichtungsintervall

$$\text{d.h. } t \geq t_E = \sum_{i=1}^N t_{p_i} + \sum_{i=1}^{N-1} t_{r_i}, \quad t_r = \text{Ruhezeit zwischen zwei Pulsen}$$

Dieser Unterschied hat einen großen Einfluß, wenn man bewegte Objekte holografieren will (siehe 2.3.3.)

c) Der dritte Punkt betrifft die auf den Empfänger auftreffende Energie/Belichtungsintervall. Hier hat der Puls laser deutlich die Nase vorn.

Das bis jetzt erwähnte ist nur für die ersten drei Verfahren von Bedeutung, d.h. für die Holografie und die Specklemethode. Bei den Scanningmethoden wird man wohl Laser bevorzugen, man wird sich aber nicht sehr für die Kohärenz interessieren.

Eine weitere Anwendung von gepulsten oder besser gesagt von modulierten Lichtquellen gibt es bei der inkohärenten Trägerfrequenzmethode. Hier war ja die Frage, wie kommt das Trägerfrequenzmuster auf das Objekt? Nun, man könnte dafür z.B. eine gepulste Linienquelle benutzen und das Trägerfrequenzmuster aufscannen. Probleme gibt es allerdings, wenn man auf Hin- und Rückweg durch den Nebel muß. Doch dies wird in 2.3.4.4. behandelt.

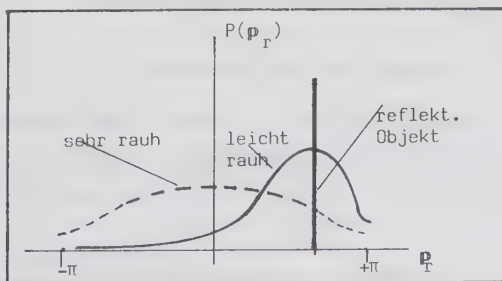
2.3.2 Einfluß der Objektbeschaffenheit

Mit Ausnahme der Specklemethode haben wir bei allen anderen Verfahren bisher die Annahme gemacht, daß wir es mit transparenten oder reflektierenden reinen Amplitudenobjekten zu tun hatten. D.h. die Phasenvariation des ausgedehnten Wellenfeldes sollte über das ganze Objektfeld im wesentlichen sich höchstens linear verändern. Diese Einschränkung wird für allgemeine Objekte nicht erfüllt sein, denn in der Regel sind natürliche Objekte rauh, d.h. diffus reflektierend. Ihre komplexe Amplitudenverteilung hat daher das Aussehen

$$U_o(x) = |A(x)| e^{ip(x)}$$

mit $p :=$ Zufallsphasenfunktion

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Phase hängt dabei sehr stark von der Oberflächenbeschaffenheit ab. Dies zeigt Figur 2-12



FIGUR 2-12: Phasenverteilung bei verschiedenen Oberflächenrauigkeiten

Bei kohärenter Beleuchtung führt diese statistische Phase zu dem Speckleeffekt IOA7I₉(A3.4.).

Was das für unsere Echtzeitholografie bedeutet und wie man diese auftretenden Schwierigkeiten überwinden kann, soll nun im Anschluß diskutiert werden.

Unsere Ausgangswelle sei also:

$$U_0(x) = |A(x)| e^{iP(x)}$$

Nach der Abbildung erhalten wir eine Bildamplitudenverteilung, die sich darstellen läßt:

$$U_B(x) = \sum_n^N |a_n| e^{iP_n(x)} = |A_B(x)| e^{iP_S(x)} \quad (2-36)$$

mit $P_S = P_{\text{Summe}}$ wiederum statistisch

Im Folgenden wird A_B wieder A genannt

Da wir ein Hologramm aufnehmen wollen, addieren wir kohärent $U_r = e^{iP_r}$, mit $P_r = \text{const}$ und bilden das Betragsquadrat. Der Interferenzterm hat dann folgendes Gesicht:

$$\begin{aligned} E_{I1}(x) &= 2|A(x)| \operatorname{Re} [e^{i(P_S(x) - P_r)}] = \\ &= 2|A(x)| \cos(P_S - P_r) \end{aligned} \quad (2-37)$$

D.h. auch der Interferenzterm trägt ein Specklemuster. Dieses Specklemuster kann man im Hologrammfall entfernen, indem man noch eine Aufnahme macht, nun aber mit einer Referenzwelle

$$U_R = e^{i(P_r - \pi/2)}$$

Diese zweite Belichtung gibt dann:

$$\begin{aligned} E_{I2}(x) &= 2|A(x)| \cos(P_S(x) - P_r + \pi/2) = \\ &= 2|A(x)| \sin(P_S(x) - P_r) \end{aligned} \quad (2-38)$$

Quadriert man nun die beiden Signale und addiert sie anschließend:

$$\begin{aligned} E_{I1}^2 + E_{I2}^2 &= 4|A(x)|^2 [\cos^2(P_S(x) - P_r) + \sin^2(P_S(x) - P_r)] \\ &= 4|A(x)|^2 \end{aligned} \quad (2-39)$$

so erhält man auf dem Monitor ein specklefreies Bild. Das obengesagte gilt für die off-axis Holografie.

In der on-axis Holografie geht dieser Trick natürlich auch, nur bräuchte man hier eigentlich 4 Aufnahmen mit folgenden Referenzwellen:

$$p_{r1}=0, p_{r2}=+\pi, p_{r3}=3\pi/2, p_{r4} = -\pi/2$$

Bei geeigneter Wahl der Referenzwellen kommt man aber auch mit drei Wellen aus:

$$p_{r1}= 0, p_{r2}= 2\pi/3, p_{r3} = 4\pi/3$$

Man bildet daraus drei Bilder:

$$E_1 = 2|A| \cos(p_s) + E_0 \quad (2-40)$$

$$E_2 = 2|A| \cos(p_s + 2\pi/3) + E_0$$

$$E_3 = 2|A| \cos(p_s + 4\pi/3) + E_0$$

Daraus berechnet man:

$$\begin{aligned} E_{S1} &= E_1 \cos(0) + E_2 \cos(2\pi/3) + E_3 \cos(4\pi/3) = \\ &= E_0 (1 + \underbrace{\cos(2\pi/3) + \cos(4\pi/3)}_{=0}) + 3|A| \cos(p_s) \end{aligned} \quad (2-41)$$

In einem zweiten parallelen Schritt bilden wir:

$$\begin{aligned} E_{S2} &= E_1 \sin(0) + E_2 \sin(2\pi/3) + E_3 \sin(4\pi/3) = \\ &= 3|A| \sin(p_s) \end{aligned} \quad (2-42)$$

Quadrieren und addieren gibt dann:

$$E = E_{S1}^2 + E_{S2}^2 = 9|A|^2 \quad (2-43)$$

Die technische Realisierung würde entweder als Parallelverarbeitung (drei Kameras oder eine Farbkamera) erfolgen oder man würde seriell mit dem Speicher arbeiten. Bei der Verarbeitung über eine Farbkamera müßte man allerdings durch Eingriffe in den Strahlengang sicherstellen, daß die Specklegrößen in allen drei Kanälen gleich groß sind.

Der Vergleich mit den anderen Methoden zeigt, daß solche Klimmzüge nur bei der Holografie notwendig oder wünschenswert sind. Bei den inkohärenten Methoden entfällt das Problem von selbst und bei der Selbstmodulation ist ja gerade das Specklemuster das rettende Element.

Leider hat nun aber das Auftreten der Zufallsphase bei rauen Objekten noch einen schlechten Einfluß auf unsere off-axis Holografie.

Wie bekannt ist für die off-axis Holografie eine saubere Trennung von Intermodulationsterm und Interferenzterm notwendig, d.h. daß U_0 bandbegrenzt sein oder werden muß. Ist das Objekt schon von sich aus bandbegrenzt, so geht alles Licht, das vom Objekt ausgeht auch durch die Blende in der Fourierebene. Multipliziert man ein solches Objekt aber mit einer Zufallsphase, d.h. von jedem Punkt geht nun eine Kugelwelle aus, deren Startphase zufällig ist. In der Frequenzebene erhält man die dazu korrespondierende ebene Welle, d.h. die vom Objekt ausgehende Lichtleistung und die Information werden über die ganze Fourierebene verteilt. Die notwendige Blende in der Fourierebene vernichtet deshalb einen großen Teil des von dem Objekt ausgesandten Lichts. Wieviel zeigt folgende Überlegung:

Damit beim off-axis Bildebenenhologramm die beiden Terme getrennt werden können, müssen wir für die Aperturöffnung B_{Holo} fordern:

$$B_{\text{Holo}} = \lambda f / \delta x \quad (2-44)$$

mit δx = kleinster erlaubter Objektdetaildurchmesser.

Aus der Aperturöffnung und der Brennweite definiert man sich die Blendenzahl:

$$k := f/B \quad (2-45)$$

Mit unserer Apertur ergibt in der Holografie dann das eine Blendenzahl von

$$k_{\text{Holo}} = \delta x / \lambda \quad (2-46)$$

In unserem TV-Fall ist $x = 0,025 \text{ mm}$, $\lambda = 514,5 \text{ nm} \Rightarrow k_{\text{HoloTV}} \geq 48,5$

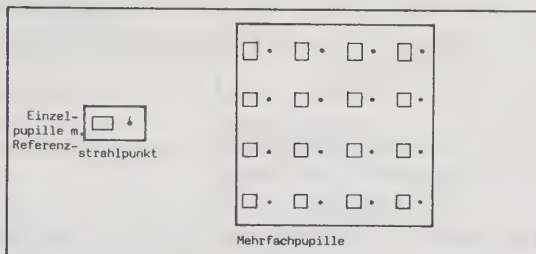
Die Blendenreihe aber lautet:

1;1.4;2;2.8;4;5.6;8;11;16;22;32;45;64;90;128;181; u.s.w.

sei also $k_{\text{Foto}} = 8$ und $k_{\text{Holo}} = 64$, so bedeutet dies, daß von dem vorhandenen Licht bei der Fotografie im Holografiefall nur noch $1/64$ zur Verfügung steht. Diese Tatsache muß sich natürlich sehr stark auf die aufzuwendende Laserleistung auswirken.

Der bei der inkohärenten Bildverarbeitung so beliebte und erfolgreiche Trick der

Pupillenwiederholung ist hier nur unter Schwierigkeiten anzuwenden. Eine mögliche Realisierung sähe so aus.



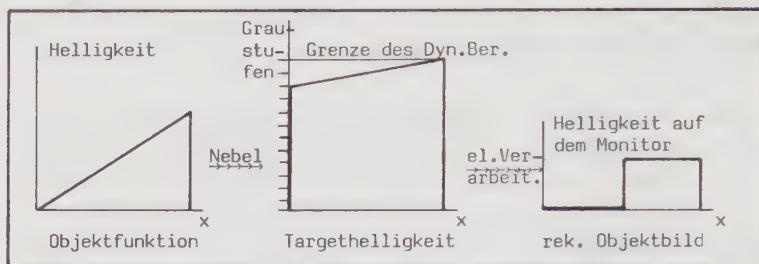
FIGUR 2-13: Mögliche Pupillenwiederholung bei der Holografie

Die Probleme, die sich hier aber bei der Referenzstrahlzuführung ergeben sind aber nicht unerheblich. Ein weiteres Problem, welches raue Objekte mit sich tragen, ist die Frage der Depolarisierung des Laserlichts, dazu aber 2.3.8.

Ein weiterer Parameter, den natürliche Objekte ins Spiel bringen ist, daß sie normalerweise Grautonobjekte und keine binären Schwarz/weiß Objekte sind. Beim Fernsehen, wie auch bei der Fotografie ist aber die Anzahl der möglichen übertragbaren Graustufen prinzipiell durch den Quotienten Dynamischer Bereich/Rauschabstand beschränkt.

Beim menschlichen Auge beschreibt die Grautonauflösung das Weber-Fechner'sche Gesetz. Dies sagt aus, daß der Mensch aneinandergrenzende Grautonunterschiede von 1-2% detektieren kann. Bei normalen Tagessehen darf man annehmen, daß er mehr als 50 Graustufen unterscheiden kann.

In unserem Nebelfall wird allerdings der dynamische Bereich des Empfängers schon mit dem Störlicht bis zum Äußersten belastet. D.h. im Grenzfall werden durch unsere Nebelverarbeitung nur noch die hellsten Stellen des Objekts sichtbar gemacht werden können, denn es findet durch die elektronische Verarbeitung von selbst ein mehr oder weniger ausgeprägtes Hardclipping statt. Dies führt bei Objekten mit großem Grautonumfang zu einer Störung des Bildeindrucks. Ein Beispiel zeigt Figur 2-14



FIGUR 2-14: Elektronisch bedingtes Hard clipping

2.3.3. Einfluß der Konstanz des optischen Abstandes Objekt-Empfänger

Dieses Kapitel betrifft im Wesentlichen nur die kohärentoptischen Methoden. Denn bei diesen nutzen wir ja die Interferenzfähigkeit aus. Diese Interferenzfähigkeit ist aber sensitiv auf die Veränderung des optischen Wegs l_{opt} . Darüberhinaus treten in der on-axis Holografie auch schon Probleme auf, wenn über das Objekt hinweg eine weiche Phasenfunktion $p_o(x)$ Einfluß hat. Man wird überall da, wo $p_o(x) \approx \pi/2$ ist die Objektinformation verlieren, da ja der $\cos(\pi/2) = 0$ ist. Dies läßt sich nur retten, wenn man mehr als zwei Aufnahmen macht: Das Verfahren ist dem in 2.3.2. analog. Ähnliche Probleme treten auf, wenn der Referenzstrahlwinkel α ungleich 0 ist.

Ändert sich also der optische Weg zwischen Empfänger und Objekt, d.h. ist

$$dl_{\text{opt}}(t)/dt \neq 0$$

so definieren wir eine Geschwindigkeit: $\dot{l}_{\text{opt}} = v_{\text{opt}}$

Eingesetzt in die bekannte Dopplerformel (A3.6.) erhalten wir:

$$\Delta\nu_D = v_o \cdot \dot{l}_{\text{opt}}/c$$

Wie wir schon wissen, führt so ein Dopplershift im Holografiefall zu einem Kontrastverlust der Interferenzstreifen. Um noch einen ausreichenden Kontrast zu behalten, fordern wir

$$\text{sinc}(\Delta\nu_D \cdot t) \geq 0.8$$

$$\text{d.h. } \Delta\nu_D \cdot t \leq 1/3 \Rightarrow$$

$$2\pi\Delta\nu_D \cdot t = \Delta p = 2\pi v_o \cdot \Delta l_{\text{opt}}/c \leq 2\pi/3 \Rightarrow \Delta l_{\text{opt}} \leq \lambda/3$$

$$\text{wobei } \Delta l_{\text{opt}} = \int_t v_{\text{opt}}(t) dt$$

In der weiteren Diskussion lohnt es sich nun zu unterscheiden, was dieses Δl_{opt} bewirkt, da sich l_{opt} zusammensetzt aus

$$l_{\text{opt}} = n \cdot l_{\text{geo}} \quad (2-47)$$

wobei n =Brechzahl, l_{geo} = Geometrischer Abstand (Objekt-Empfänger)

Wir untersuchen nun den Einfluß von Brechzahl und geometrischen Abstand getrennt.

2.3.3.1. Brechzahl variabel, geometrischer Abstand konstant

Zuerst behandeln wir den Fall, daß sich während der Belichtungszeit t die Brechzahl ändert. Wie kann dies geschehen.

a) Beim Objekt

Nehmen wir an, wir behandeln ein Transmissionsobjekt. Die Amplitudentransmission ist hierbei auf einem Phasenträger aufgebracht, oder weniger geschwollen: wir haben ein Dia im Strahlengang.

Wenn das Trägermedium planparallel ist, so ändert sich bei einer Verschiebung nichts, jedoch bei einer Drehung um eine Achse senkrecht zu ihr. Es gilt:

$$\Delta p = \frac{2\pi v}{c} \int_t \Delta n(t) dt = \frac{2\pi v}{c} \frac{n \cdot d}{\omega} [1/\omega \ln t g(\omega t/2 + \pi/4) - \frac{1}{2} \leq 2\pi/3] \quad (2-48)$$

mit: n =Brechzahl, d = Dicke des Trägers, ω =Kreisfrequenz der Drehung
 t = Belichtungszeit

Ist das Trägermedium nicht planparallel, sondern hat es einen Keil, so ist auch eine Querbewegung zur optischen Achse von Übel:

$$\Delta p = 4\pi v_0 \cdot v \cdot t \cdot t g a / c \leq 2\pi/3 \quad (2-49)$$

mit: v =Geschwindigkeit des Keils, a =Keilwinkel

sei z.B. $a = 1^\circ$, $t = 1/25$ sec, $n = 1.5 \Rightarrow v = 81.88 \mu\text{m/sec}$

b) Auf dem Weg vom Objekt zum Empfänger:

Da wir ja in der Regel zwischen dem Objekt und Empfänger kein Vakuum, sondern in den allermeisten Fällen Luft haben, kann sich hier der Brechungsindex dieser Luft ändern. Inhomogenitäten in der Druck- und Temperaturverteilung führen zu solchen Erscheinungen.

Die Abhängigkeit der Brechzahl vom Druck läßt sich veranschaulichen durch folgende Geradengleichung:

$$n(p) = n(p_0) + C(p-p_0)$$

wobei C eine zu bestimmende Konstante ist.

Die Druckveränderung Δp von 1 Torr entspricht unter Normalbedingungen einem Δn von $0,35827 \cdot 10^{-6}$

$$\Delta p = \Delta n \cdot 1/\lambda \leq 1/3, \text{ mit } \Delta n = \int_t \Delta n'(t) dt \quad (2-50)$$

$$\text{sei } \Delta n_{\max} = 1,715 \cdot 10^{-7} \hat{=} 0,4786 \text{ Torr und } t = 1/25 \text{ sec}$$

$$\text{d.h.} \quad \Delta n'(t)_{\max} \hat{=} 16 \text{ mbar/sec}$$

Hat man also während der Belichtungszeit eine durch eine Druckänderung hervorgerufene Brechzahländerung von mehr als $1,715 \cdot 10^{-5}$ so werden wir keine Interferenzstreifen mehr sehen.

Solch eine Druckänderung kann nun aber auch durch eine Temperaturerhöhung geschehen. Hält man nämlich das Volumen V constant, so gilt das Charli'sche Gesetz:

$$\Delta p = 370,95 \Delta T = p_0 \Delta T/T_0 \text{ mit } p_0, T_0 \hat{=} \text{Normalbedingungen} \quad (2-51)$$

$$\text{d.h.} \quad \Delta T(t)_{\max} \hat{=} 4,3 \text{ K/sec}$$

Dies bedeutet mit dürren Worten, daß der Einsatz von holografischen Methoden z.B. in der Brandbekämpfung recht problematisch zu sein verspricht, und dies um so mehr, wenn man bedenkt, daß man vielleicht zweimal durch derartige Turbulenzen hindurch muß. Die gemachten Berechnungen beziehen sich hier allerdings auf c_w -Laser und auf die TV-Belichtungszeit von 1/25 sec.

2.3.3.2. Brechzahl konstant, geometrischer Abstand variabel

Dies wird immer dann auftreten, wenn wir es mit bewegten, diffus oder spiegelnd reflektierenden Objekteten zu tun haben.

Zwei Arten der Bewegung können wir unterscheiden:

- Das Objekt bewegt sich deterministisch, d.h. alle Objektpunkte bewegen sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit v in dieselbe Richtung.
- Die Objektpunkte bewegen sich relativ zueinander nach statistischen Gesetzmäßigkeiten.

Wenden wir uns zuerst den deterministischen Objektbewegungen zu.
(Auch hier: c_w -Laser und TV-Belichtungszeit)

a) spiegelnd reflektierende Amplitudenobjekte:

Beleuchtung in Richtung der optischen Achse, daraus folgt:

$$\Delta p = 2vt/\lambda \leq 1/3 \Rightarrow v_{\max TV} = 2.14 \mu\text{m/sec} \quad (2-52)$$

b) retroreflektierende Objekte:

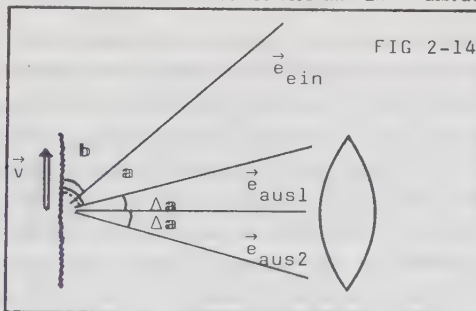
Hierbei geht das Licht in die Richtung zurück, aus der es gekommen ist, d.h.

$$\vec{e}_{in} = \vec{e}_{aus} \Rightarrow \Delta p = 2vt/\lambda \cdot \cos a$$

mit $a = \angle$ (Objektebene, optische Achse)

c) Lambertstrahler IOB81

Die Leuchtdichte eines solchen Strahlers ist also im 2π -Halbraum konstant.



FIGUR 2-15: Zur "Zerstörung der Speckles"

Hier können wir nun zwei Fälle unterscheiden:

c_1 . Wann verschwinden die Speckles, d.h. wann interferiert das reflektierte Licht nicht mehr mit sich selbst: Eine Abschätzung gibt folgende Überlegung. Die Specklegröße wird in der Hauptsache durch die Aperturöffnung bestimmt, d.h. durch die Interferenz der Randstrahlen. Wenn diese Randstrahlen nicht mehr interferieren können, dann ist es mit der Speckleherrlichkeit vorbei. (siehe Figur 2-15)

$$\begin{aligned} \Delta v &= 1/\lambda \cdot v \cdot [|\vec{e}_{aus1} - \vec{e}_{in}| + |\vec{e}_{aus2} - \vec{e}_{in}|] = \\ &= 1/\lambda_0 v \cdot |\cos(a - \Delta a) + \cos(b)| + |\cos(a + \Delta a) + \cos(b)| \end{aligned} \quad (2-53)$$

Der Kontrastabfall der Speckles ist gegeben, wenn:

$$\text{sei } \mathbf{a}=\mathbf{b}=\pi/2, \Delta\mathbf{a}\ll 1$$

$$\Delta v_D = 1/\lambda_o \cdot v \cdot |\cos(\pi/2-\Delta\mathbf{a})| + |\cos(\pi/2+\Delta\mathbf{a})|$$

$$\Rightarrow v_{\max} = \lambda_o k_{\text{Abb}} M / 6t \approx 0.55 \text{ mm/sec}$$

$$\text{mit: } k_{\text{Abb}} = f/B_{\text{Abb}} = 2/\text{tg}(\Delta\mathbf{a})_{\text{Obj}}; M=\text{Abb.-masstab} = 2$$

$$t = 1/25 \text{ sec}$$

Wir sehen also, daß auch die Specklemethode auf Objektbewegungen empfindsam, aber lange nicht so allergisch reagiert, wie die Holografiemethoden.

c₂. In dem besagten Holografiefall können wir uns auf Grund der obigen Ergebnisse das Leben nun etwas erleichtern und sagen, daß bei diffus reflektierenden Objekten die Holografie nicht mehr möglich ist, wenn der mittlere Dopplerschift, der gegeben ist durch:

$$\overline{\Delta v_D} = 1/\lambda_o \cdot \vec{v} \cdot (\vec{e}_{\text{aus}_o} - \vec{e}_{\text{in}}) = 1/\lambda_o \cdot v (\cos\mathbf{a} + \cos\mathbf{b}) \quad (2-54)$$

die schon genannten Grenzwerte übersteigt. Darüberhinaus und im Gegensatz zu den Transmissionsobjekten oder spiegelnd reflektierenden Objekten, versagt die Holografie aber auch, wenn der mittlere Dopplerschift null wäre und wir aber die Specklezerstörgeschwindigkeit erreichen. Dies läßt sich auch mikroskopisch verdeutlichen: Man stelle sich eine raue Oberfläche aus lauter mikroskopisch kleinen willkürlich schrägen, ebenen Flächen vor. Für jede dieser Flächenstücke läßt sich nun separat die Dopplerbedingung angeben. Da die Neigung dieser Flächen nun verschieden von der Neigung des Objekts ist, errechnet sich auch für die Flächenstücke ein anderer Dopplerschift. Dies führt dazu, daß es bei rauen, natürlichen Objekten im Allgemeinen keine ausgezeichnete Richtung gibt, in welche sie sich bewegen können, ohne daß über kurz oder lang die Kohärenz zerstört wird.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß, wenn man es mit bewegten Objekten zu tun hat und einen bestimmten Streifenkontrast benötigt, man eine Bedingung für die Belichtungszeit t erhält. Oder umgekehrt, ist die Belichtungszeit t festgelegt, dann liegt bei gegebenen Objekt- und Beleuchtungsverhältnissen die maximale Geschwindigkeit fest. Kennt man dieses v und ist dieses v für das ganze Objekt gleich, so kann man den Dopplereffekt bei einer Hologrammaufnahme dadurch kompensieren, indem man den Referenzstrahl entsprechend beeinflußt. Bei der Selbstmodulationsmethode hat man diese Möglichkeit natürlich nicht.

Bei kooperativen Objekten kann man z.B. eine spiegelnd reflektierende Referenzstrahlfläche anbringen oder man kann, wenn man den Objektdopplershift kennt, die Frequenz des Referenzstrahles auf elektrooptischem Wege (z.B. mit einer Braggzelle) verändern und damit der Objektbewegung anpassen. Eine andere Möglichkeit ist das Schattenverfahren. Hierzu nimmt man an, daß sich die Umgebung des bewegten Objekts holografieren läßt. Das bewegte Objekt wird vor dieser Umgebung dann als holografischer Schatten in seinen Umrissen sichtbar.

Kennt man v nicht genau, sondern nur den v -Bereich, so muß man t verändern und letztlich zur Pulsholografie übergehen. Wie schon erwähnt ist dann das effektive t die Pulslänge oder die Pulslängensumme.

Bei den inkohärenten Methoden ist die maximale Geschwindigkeit durch die maximale fotografische Bewegungsunschärfe gegeben:

$$t \leq |\delta x_{\max} / Mv| \quad (2-55)$$

mit: M = Abbildungsmaßstab, $\delta x_{\max}$ = tolerierb. Bildpunktversch.,
 v = Geschwindigkeit

Sind diese Bedingungen für die Aufnahme von Einzelbildern erfüllt und man möchte aber zur Verbesserung des Signal/Rausch- Verhältnisses nach der Verarbeitung der Einzelbilder mehrere von diesen aufsummieren, so muß man wiederum an diese fotografische Bewegungsunschärfe denken.

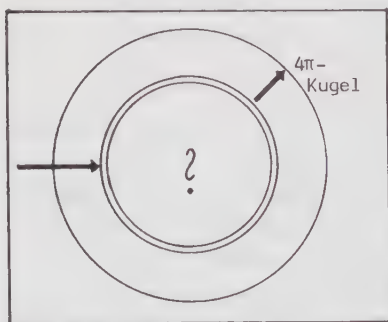
2.3.4. Einfluß des Streumediums

2.3.4.0. Allgemeine Bemerkungen

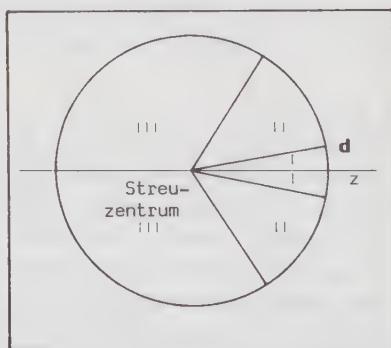
Wie wir schon unter 1.1. ausführten, gibt es zwei prinzipielle Möglichkeiten der Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit Materie. Sie kann entweder von ihr absorbiert werden oder der Materieeinfluß bewirkt eine Richtungsänderung eben dieser Strahlung. Der Vorgang der Absorption soll uns momentan nicht weiter interessieren, wir werden darauf kurz unter Punkt 2.3.6. eingehen, wenn wir über die Leistungsanforderungen an den Sender reden.

Betrachten wir aber nun die zweite Möglichkeit etwas genauer. Dabei stoßen wir auf 4 Begriffe, die eben diese Wechselwirkung beschreiben: Streuen, beugen, reflektieren, brechen. Der Begriff "streuen" ist dabei zweideutig, da er einerseits als eine Art Oberbegriff über die anderen drei fungieren kann, aber andererseits jedoch auch für eine spezielle Wechselwirkung steht.

Die Behandlung von allgemeinen Streuproblemen ist nun alles andere als trivial, was unter anderem belegt wird durch die ungeheure Anzahl von Büchern und Artikeln 1 u.a. SB1,SB3,SB4,SB5,SA1,SA2 I, die sich mit diesem Problem oder Teilaspekten davon befassen. Deshalb ist es wohl sinnvoll sich kurz zu überlegen an welchen Ereignistatsachen wir für unser Problem überhaupt interessiert sind. Wir betrachten daher den Streuvorgang als "black box" und kümmern uns nur um die ein- und auslaufende Welle, wie Figur 2-16 andeutet. Wir geben uns eine bestimmte einlaufende Welle vor und messen dann in der Vollkugel die Daten der auslaufenden Welle. Wie aus Figur 2-17 ersichtlich interessieren wir uns dabei hauptsächlich für folgende Größen:



FIGUR 2-16: "Black box" des Streuvorgangs



FIGUR 2-17: Zur Definition der Ablenkwinkelbereiche

- a. $\frac{\text{Intensität der einfallenden Welle}}{\text{Intensität in der Vollkugel}} = \text{Maß für die Absorption des Mediums}$
- b. $\frac{\text{Intensität im Bereich III}}{\text{Intensität im Bereich I+II}} - \text{Maß für das Verhältnis Gesamtstreulicht/ Licht auf dem Target (Vidikon, Fotoplatte)}$
- c. $\frac{\text{Intensität im Bereich II}}{\text{Intensität im Bereich I}} = \text{Maß für das Verhältnis Rauschlicht/Signallicht auf dem Target}$

Dabei umfaßt der Bereich I im Holografiefall das nicht- und das quasinichtabgelenkte Licht, welches noch zur Bildgewinnung verwendet werden kann (siehe auch Fig 1-5, Kern). Der Bereich II beschreibt das Streulicht, welches das Target erreicht, aber zu einer Bildverschlechterung führt (siehe Fig 1-5, Hof). Der Bereich III ist für uns nur integral von Interesse, da dieses Streulicht ja das Target nicht mehr erreicht und nur noch als Verlustleistung des Senders in Betracht zu ziehen ist. Dagegen wird in den Bereichen I+II die Winkelabhängigkeit auch mit von Interesse sein.

Diese Winkelabhängigkeit läßt sich für den Fall der Rayleighstreuung (d.h. Teilchen klein gegen die einfallende Wellenlänge) leicht analytisch angeben:

$$I_{sc} = \text{Const.} \cdot \frac{(1 + \cos^2 d)}{R^2 \lambda^4} I_0 \quad (2-56)$$

wobei $d = \angle$ (einf., ausl. Welle), Const = Stoffkonstante,
 R = Entfernung vom Streuzentrum, λ = Lichtwellenlänge
 I_{sc} = gestreute Intensität, I_0 = Ausgangsintensität

Wenn nun aber der Teilchenradius vergleichbar mit der Wellenlänge des Lichts oder größer wird, so läßt sich dieses Problem zwar ebenfalls streng lösen [5A11], aber die Lösung läßt sich nicht mehr so einfach analytisch darstellen. Allgemein kann man feststellen, daß die Isotropie der Streustrahlung abnimmt, d.h. man bekommt eine ausgeprägte Vorwärtsstreuung, und daß die Wellenlängenabhängigkeit zurückgeht. Den Unterschied zwischen Rayleigh- und Mie-Streuung kann man jeden Tag in der Natur beobachten. Die Rayleighstreuung ist nämlich für das Himmelsblau, dagegen ist die Mie-Streuung für das Weiß der Wolken zuständig.

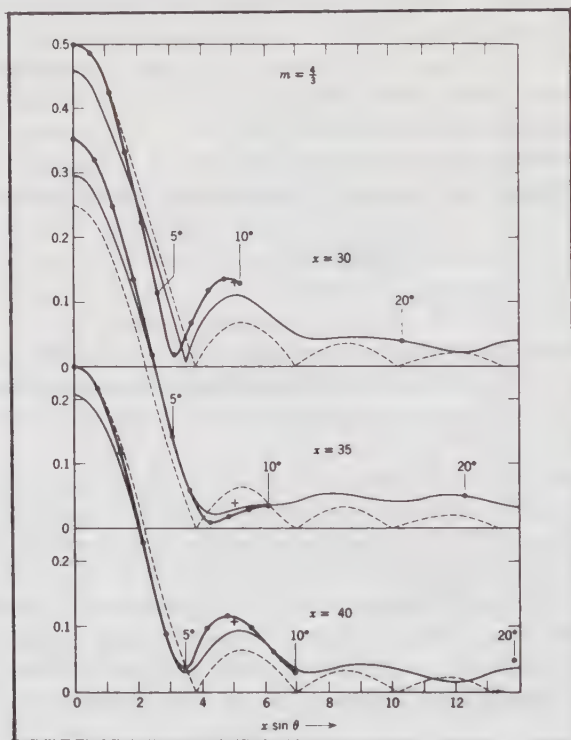
Eine exakte Behandlung der Miestheorie findet man in den Büchern von van der Hulst [5B51] und Kerker [5B41]. Computeraufbereitete Miestreuformeln [5B21] findet

man im Anhang A 3.6.

In vielen Fällen kann man sich das Leben jedoch einfacher machen. So, Gott sei Dank, auch in diesem Fall. Wir nehmen an, unsere Streuer bestehen aus absorptionsfreien Wassertropfen. Sie seien weiter kugelförmig und haben einen Brechungsindex von $n=4/3$. Die Größen liegen in dem Bereich 1-10 Wellenlängen. Das Fernfeld der Streustrahlung setzt sich, wie schon Mecke zeigen konnte ISA2I im Wesentlichen aus zwei Komponenten zusammen:

- a. aus dem gebeugten Anteil, der der babinetkonjugierten Beugung an einer Lochblende gleichen Durchmessers entspricht
- b. aus dem gebrochenen Anteil, wobei der Wassertropfen als Kugellinse wirkt.

Die Winkelverteilung der Streustrahlung sieht dann nach van der Hulst ISB5,p267I so aus, wie in Figur 2-18 dargestellt.



FIGUR 2-18: Anomale Streuung bei Wassertropfen
Zum Vergleich: gestrichelt Beugungsfigur eines opaken Teilchens

Wie man sieht, wirkt sich der Anteil, der von der Brechung herrührt, erst bei größeren Winkeln merkbar aus. Bei den uns interessierenden kleinen Ablenkgebieten dominiert der Anteil des gebeugten Lichts.

Der langen Rede kurzer Sinn ist also:

Es genügt in unserem Fall, wenn wir die Winkelabhängigkeit der Streustrahlung in den Bereichen I+II wissen wollen, daß wir die Fouriertransformierten des Streuzentrums betrachten. Wir können also im 1D-Fall von Rechteckblenden und im 2D-Fall von kleinen Kreisblenden ausgehen. Die betreffenden Fourierpaare sind:

$$\begin{aligned} \text{rect}(x/2a) &\rightarrow \mathfrak{F} \rightarrow 2a \text{ sinc}(2av) \\ \text{circ}(r/a) &\rightarrow \mathfrak{F} \rightarrow a^2 [J_1(2\pi ar)]/ar \end{aligned} \quad (2-57)$$

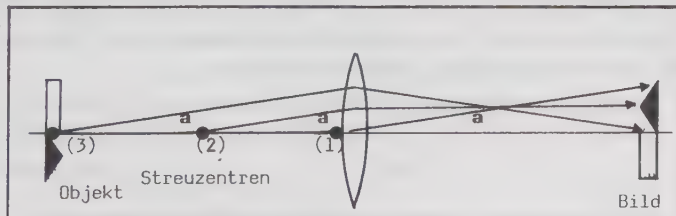
(Die Funktionen rect, sinc, circ, J_n siehe Anhang A3.1.)

2.3.4.1. Einfluß des Streuorts und der Anzahl der Streuer auf die Streulichtfunktion in der Bildebene

Was wir bis jetzt betrachteten, ein Einzelstreuer in der Fourierebene des Abbildungssystems, ist natürlich nicht die Realität. Normalerweise hat man es mit sehr vielen Streuern zu tun, die sich irgendwo zwischen dem Objekt und der Fouierebene des Abbildungssystems befinden. Hinter der Fourierebene natürlich nicht mehr, denn sonst hat man den Nebel im Objektiv, ein Fall, den man wohl guten Gewissens ausschließen kann.

Auf den ersten Blick erkennt man, daß es außer dem schon erwähnten Grenzfall, alle Streuer in der Fourierebene, noch einen zweiten gibt, nämlich alle Streuer in der Objekzebene.

Eine einfache geometrisch-optische Überlegung zeigt, welcher der beiden Grenzfälle für unser Problem gefährlicher ist, d.h. bildverschlechternder wirkt. Dazu Figur 2-19.



FIGUR 2-19: Zum Einfluß des Ortes des Streuzentrums auf die Bildqualität

Wir sehen, daß bei gleichem Ablenkwinkel α ein Streuer in der Fourierebene (1), die bildverschlechternde Wirkung hat, während der Streuer direkt am Objekt (3) keinen nennenswerten Einfluß auf die Bildqualität hat. Daß dem so sein muß ist evident und auch aus dem Alltag bekannt. Man denke z.B. an eine Mattscheibe, die sich im direkten Kontakt zum Objekt befindet.

Für die Nebelgeschwindigkeit bedeutet dies: IFA6, FA7I

$$vt \geq M z_F / k \quad (2-58)$$

mit: z_F = Ort des Streumediums bezgl. der z-Achse

M = Abbildungsmaßstab

k = Blendenzahl

v = Teilchengeschwindigkeit

t = Belichtungszeit

Hat man eine dicke Nebelwand, die sich von z_{F1} bis z_{F2} erstreckt, so ist eine hinreichende und notwendige Bedingung, daß die Nebelgeschwindigkeit den jeweils zu betreffenden z_F gehörenden Wert annehmen muß. Ist diese nicht erfüllt, so hat man mit einer Bildverschlechterung zu rechnen, die proportional der Streulichtmenge ist, die die Dopplerbedingung nicht erfüllt.

Bislang setzten wir selbstverständlich auch schon immer implizit voraus, daß wir es mit sehr vielen, statistisch angeordneten Streuteilchen zu tun haben.

Wären diese Streuer unbewegt, d.h. das Streulicht wäre immer noch kohärent, so erhielten wir in der Bildebene die kohärente Überlagerung dieser Streuwellen, d.h. Vielstrahlinterferenzen.

Befänden sich die Streuer direkt in der Objektebene, dann erhielte man eben ein Specklebild (siehe A 3.4.). Im anderen Grenzfall, alle Streuer in der Fourierebene, zeigte das Beugungsbild die Beugungsfigur vieler statistisch verteilter Einzelstreuer. Wir bekämen als Arrayfaktor die Fouriertransformierte einer statistischen Verteilung, d.h. wieder eine statistische Verteilung, und als Formfaktor das Beugungsbild des Einzelstreuers bzw. dessen gemittelter Beugungsbild, wenn es sich um polydispersive Streuer handelt. Für unsere Überlegungen ersetzen wir das gemittelte Beugungsbild durch das Beugungsbild $S(x)$ eines Teilchens mit dem gemittelten Durchmesser a .

$$\bar{a} = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a p(a) da \quad (2-59)$$

mit: $p(a)$ = normierte Wahrscheinlichkeitsdichte der
Teilchenverteilung

Da die Nullstellen dieses Formfaktors in unseren Fällen weit außerhalb des Bildfeldes liegen hat dieser keinen nennenswerten Einfluß auf das Aussehen des Streulichtbildes. Denn wenn der Formfaktor in der Bildmitte gleich 1 gesetzt wird so fällt er zum Bildfeldrand auf ca. 0.8 ab. (Dies gilt für unsere Nebelarten, siehe Kap. 3.1.5.)

Sind unsere Streuer nun irgendwo zwischen Objekt- und Fourierebene verteilt, so müßte man, wollte man ein exaktes Ergebnis haben, so vorgehen:

Wir würden z.B. für jeden Streuer streng in die Fourierebene die Lichtverteilung rechnen und die sogewonnene Amplituden - und Phasenverteilung in die Bildebene weitertransformieren. Doch ein Blick auf die schon besprochenen Grenzfälle zeigt uns, daß dies nichts Neues brächte. Das Ergebnis wäre in jedem Fall ein statistisches Specklemuster, dessen maximale Specklegröße von der Auflösung des optischen Systems gegeben wird.

Für unseren realen Fall ist aber selbst dies noch nicht einfach genug. Da wir ja bewegte Streuer annehmen, mitteln wir über viele solcher Specklebilder während unserer Belichtungszeit t .

Die Anzahl, über die gemittelt wird ist proportional der Dichte und der Geschwindigkeit der Teilchen.

Wir kommen zu einer einfachen Abschätzung für die Anzahl N der Specklebilder, über die gemittelt wird, durch folgende Überlegung:

Wir unterteilen die Belichtungszeit t in N kleine Zeitabschnitte δt und setzen voraus, daß sich nach einem Zeitabschnitt δt die Feinstruktur grundlegend geändert hat. Dies wird plausibel sein, wenn sich jedes Teilchen im Mittel in einem Zeitabschnitt δt um einen Durchmesser $\bar{a}$ weiterbewegt hat, d.h.

$$v \delta t = \bar{a}$$

In diesem Fall darf man das Integral

$$\int_0^t I(t) dt$$

in eine Summe

$$\sum I(n \cdot \delta t) \approx N \bar{I} + \sqrt{N} \bar{I}$$

umwandeln. (das Ungefährzeichen gilt, wenn $I(n \cdot \delta t)$ stochastisch ist und die üblichen gaußschen Annahmen gültig sind)

Mit unseren Bedingungen:

$$v t \geq B \text{ und } t/\delta t = N$$

gewinnen wir:

$$N \geq B/\bar{a}$$

(2-60)

In unserem Experiment ist $B = 3\text{mm}$, $\bar{a} = 3\mu\text{m}$ d.f. $N \geq 10^3$

Diese Mittelung über viele Specklebilder führt also zu einer starken Kontrastverminderung der Speckles, oder anders formuliert, das Streulicht muß nun nicht länger kohärent aufaddiert werden, sondern wir dürfen diese Anteile inkohärent superponieren. Als Streulichtfunktion bleibt nur ein nahezu konstanter Intensitätsbetrag proportional dem Formfaktor $S(x)$ übrig.

Dieses letztgesagte gilt aber nur für den Fall, daß wir homogenen Nebel haben. Ist dies nicht der Fall, sondern treten Dichteschwankungen über dem Ort auf, so führen diese zu einer (in der Regel niederfrequenten Modulation der Streulichtintensitätsfunktion oder der Ortsfrequenzen, je nachdem ob der Nebel näher am Objekt oder an der Fourierbene ist.)

Trotzdem bleibt die Aussage gültig, daß die Frequenzspektren der Streulichtfunktion sehr viel schmalbandiger als die der Objekte sein werden. Diese bis jetzt gemachten Feststellungen sind natürlich nur für die kohärenten Methoden notwendig. Für die inkohärenten sind sie trivial erfüllt, für die Scanningverfahren im Wesentlichen uninteressant.

Für alle von Bedeutung ist aber folgendes:

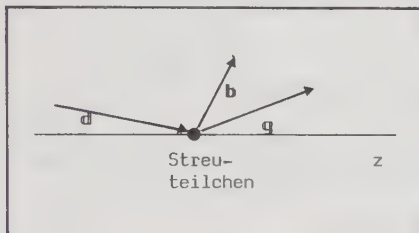
Die Dichteschwankungen des Nebels haben selbstredend einen Einfluß auf das für unsere Zwecke noch brauchbare Licht. Hohe Dichte heißt mehr Streulicht, heißt weniger ungestreutes Licht. Diese Dichteschwankungen schlagen sich also auch in unserem rekonstruierten Bild nieder. Gegen diese Störung ist aber nun kein Kraut gewachsen, denn es ist für den Empfänger unmöglich zu entscheiden, ob nun der Lichtverlust durch die hohe Streudichte oder durch das Objekt verursacht wurde.

2.3.4.2. Einfluß von Geschwindigkeitsverteilungen

Zu der Natur der Dinge, so des Nebels, gehört es, daß sie sich leider nicht oder nur selten vollkommen an unsere schönen Denkmodelle halten. Aus diesem Grund müssen wir uns die Dopplergleichung nochmals vornehmen.

$$\Delta v_D = \frac{1}{\lambda_0} \vec{v} \cdot (\vec{e}_{\text{out}} - \vec{e}_{\text{in}}) \quad (2-61)$$

Diese Grundgleichung wollen wir nun weiter diskutieren. Dazu führen wir folgende Winkel ein, wie sie Figur 2-20 zeigt:



FIGUR 2-20: Zur Definition der auftretenden Winkel in der Dopplerformel

$$\text{d.h. } v = |\vec{v}|$$

$$\mathbf{d} = \vartheta \text{ (einf. Welle, z-Achse)}$$

$$\mathbf{g} = \vartheta \text{ (ausl. Welle, z-Achse)}$$

$$\mathbf{b} = \vartheta \text{ (Teilchenr., z-Achse)}$$

$$\mathbf{s} = \mathbf{g} - \mathbf{d} \text{ (Ablenkwinkel)}$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{b} - \mathbf{d}$$

Des weiteren interessieren wir uns zunächst nur für den Betrag $|\Delta v_D|$. Wir erhalten damit zwei neue Gleichungen:

$$|\Delta v_D| = \left| \frac{1}{\lambda_0} v [\cos(\mathbf{b} - \mathbf{g}) - \cos(\mathbf{b} - \mathbf{d})] \right| \quad (2-62)$$

$$= \left| \frac{1}{\lambda_0} v [\cos(\mathbf{r} - \mathbf{s}) - \cos(\mathbf{r})] \right|$$

Dazu sind noch folgende Vereinfachungen möglich:

$$|\mathbf{s}| \ll 1 \Rightarrow$$

$$|\Delta v_D| = \left| \frac{1}{\lambda_0} v s \sin(\mathbf{r} - \mathbf{s}/2) \right| \quad (2-63)$$

$$|\mathbf{s}| \ll 1, |\mathbf{r}| \gg |\mathbf{s}| \Rightarrow$$

$$|\Delta v_D| = \left| \frac{1}{\lambda_0} v s \sin(\mathbf{r}) \right| \quad (2-64)$$

$\mathbf{d} \approx 0 \Rightarrow$, d.h. transparentes, niederfrequentes Amplitudenobjekt

$$\Rightarrow \mathbf{s} = \mathbf{g}, \mathbf{r} = \mathbf{b}$$

$$|\Delta v_D| = \left| \frac{1}{\lambda_0} v [\cos(\mathbf{b} - \mathbf{s}) - \cos(\mathbf{b})] \right| \quad (2-65)$$

Damit ist also Δv_D eine Funktion von $(v, \mathbf{b}, \mathbf{s}, [\mathbf{d}])$.

Welche Faelle koennen nun auftreten?

1. Strenge Konvektion, d.h. alle Nebelteilchen haben in Betrag und Richtung die gleiche Geschwindigkeit.

$$p(v) = \delta(v - v_0), \quad p(\mathbf{b}) = \delta(\mathbf{b} - \mathbf{b}_0)$$

2. Brown'sche Bewegung, d.h. die Nebelteilchen bewegen sich ungeordnet und ihr Betrag der Geschwindigkeit wird durch die Maxwellverteilung bestimmt.

$$p(v) = v^2 e^{-v^2} \text{ (Maxwell)}, \quad p(\mathbf{b}) = 1/2\pi \text{ (random)}$$

3. "Normalfall": Vorzugsrichtung + turbulente Anteile (geht als Mischung aus 1+2 hervor)

$$p(v) = \delta(v - v_0) + f_v(v) \text{ mit } \langle f_v \rangle = 0$$

$$p(\mathbf{b}) = \delta(\mathbf{b} - \mathbf{b}_0) + f_{\mathbf{b}}(\mathbf{b}) \text{ mit } \langle f_{\mathbf{b}} \rangle = 0$$

4. $p(\mathbf{s}) \hat{=} S(a/\lambda)$, d.h. die Wahrscheinlichkeit einen gestreuten Lichtstrahl zu treffen folgt der Streufunktion

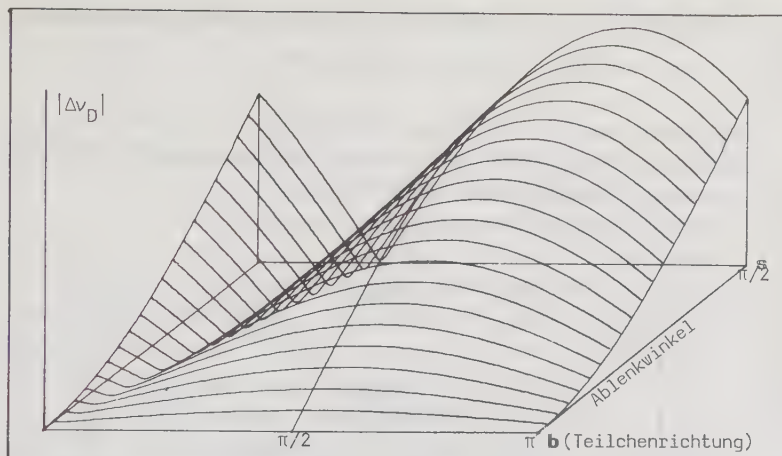
Als Winkelbereich der Streufunktion S interessiert uns nur der, der von der Aperturoeffnung erfasst wird, d.h. maximal von $+\pi/2$ bis $-\pi/2$ (Vorwaertsstreuung), in der Regel jedoch ein engerer Bereich.

5. $p(\mathbf{d}) = f_{\text{Objekt}}$

Bei einer niederfrequenten Transparenz ist $p(\mathbf{d}) \approx \delta(\mathbf{d})$, bei einem rauen Objekt ist $p(\mathbf{d}) = \cos(\mathbf{d})$ (Lambert-Strahler)

Die Figur 2-21 zeigt uns nun den Verlauf der Gleichung:

$$|\Delta v_D| = |\cos(\mathbf{b} - \mathbf{s}) - \cos(\mathbf{b})| \quad (2-66)$$



FIGUR 2-21: Abhängigkeit des Betrages des Dopplershifts vom Streuwinkel und der Bewegungsrichtung des Streuteilchens (1. Quadrant)

Was kann man nun mit dieser Figur anfangen?

Da normalerweise der notwendige minimale Dopplershift durch die Wahl der Belichtungszeit t vorgegeben ist, kann man zunächst parallel zur $\mathbf{b}$ - $\mathbf{s}$ -Ebene einen "Boden" in Höhe dieses $\Delta v_{D \min}$ einziehen. Die Schnitte mit unserem Graphen zeigen uns die Werte für die notwendigen Minimalablenkwinkel $\mathbf{e}$ sowie für die erlaubten Teilchenrichtungen. In gleicher Weise kann man nun umgekehrt "Wände" parallel zur Δv_D - $\mathbf{b}$ -Ebene und zur Δv_D - $\mathbf{s}$ -Ebene errichten. Zum Ersten werden sie gegeben durch den Ablenkwinkel $\mathbf{e}$, der gerade das Bild noch nicht stört und dem maximalen Ablenkwinkel $\mathbf{s}_{Ap}$, der durch die Apertur vorgegeben wird. Zum Zweiten beschreiben sie den Bereich der vorkommenden Teilchenrichtungen. Liegt nun innerhalb dieser "Wände" die Funktion immer über dem "Boden", so ist alles in Butter, d.h. alles Streulicht wird durch den Dopplereffekt eliminiert. Die Anteile der Funktion, die unter dem "Boden", sozusagen im "Keller" liegen, stellen ein Maß für das kohärent verbleibende Streulicht dar, welches durch unser Dopplerverfahren nicht entfernt werden kann.

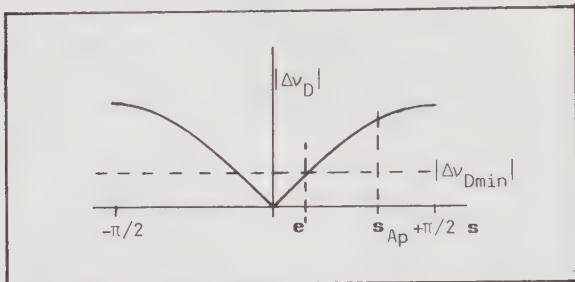
Eine $\mathbf{v}$ -Verteilung bewirkt eine Streckung oder eine Stauchung der gezeigten Funktion in Richtung der $|\Delta v_D|$ -Achse.

Betrachten wir nun das oben Gesagte qualitativ im Detail:

1. $\mathbf{b} = \pm \pi/2$, d.h. Teilchengeschwindigkeit senkrecht zur optischen Achse

$$\Rightarrow |\Delta v_D| \sim |\sin(\mathbf{s})| \quad (\text{Figur 2-22})$$

Gestrichelt sind hier die Schnitte der "Waende" und des "Bodens" eingezeichnet. Der gezeigte Fall beschreibt den Idealzustand: Zu weit abgelenktes Licht entfernt der Dopplereffekt.

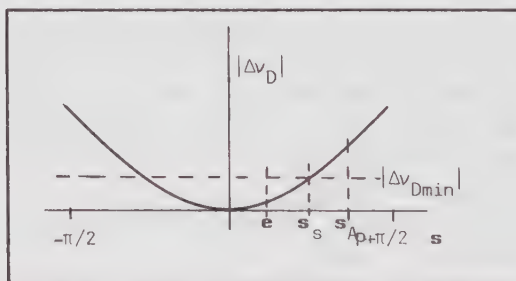


FIGUR 2-22: Schnitt durch die Figur 2-21 bei $\mathbf{b} = \pi/2$

2. $\mathbf{b} = 0, \pm \pi$, d.h. Teilchengeschwindigkeit parallel zur optischen Achse

$$\Rightarrow |\Delta v_D| = |1 - \cos(\mathbf{s})| \quad (\text{Figur 2-23})$$

Hier ist nun ein "schlechter" Fall gezeigt. Das Streulicht zwischen $\mathbf{e}$ und $\mathbf{s}_s$ erfuehlt die Dopplerbedingung nicht, erzeugt also kohaerentes Streulicht. Nur das Streulicht zwischen $\mathbf{s}_s$ und $\mathbf{s}_{Ap}$ wird entfernt.



FIGUR 2-23: Schnitt durch die Figur 2-21 bei $\mathbf{b} = 0$

3. Besonders gefährlich ist für uns der Bereich, wo der Dopplershift = 0 ist, aber $s > e$ ist. Dieser Bereich ist gegeben durch:

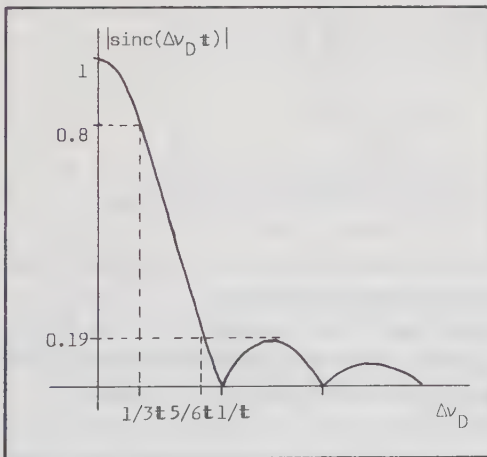
$$|\Delta v_D| = 0 \Rightarrow \cos(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \cos(\mathbf{b})$$

$$\Rightarrow \text{a. } \mathbf{s} = 0 \rightarrow \bigwedge_{\mathbf{b}} \Delta v_D = 0$$

$$\text{b. } \mathbf{s} \neq 0 \rightarrow \bigwedge_{\mathbf{b}} \mathbf{b} = \arctg [(1 - \cos s) / \sin s] = s/2$$

Welche quantitativen Forderungen müssen wir in Folge der obigen Überlegungen an den Betrag des Dopplershifts stellen, wenn wir unsere Nebelholografie erfolgreich durchführen wollen?

Der Kontrastabfall der Störlichtfunktion im Interferenzterm wird durch die bekannte sinc-Funktion beschrieben, wie nochmals in Figur 2-24 ersichtlich.



FIGUR 2-24: Abhängigkeit der sinc-Funktion vom Dopplershift bei gegebenen t

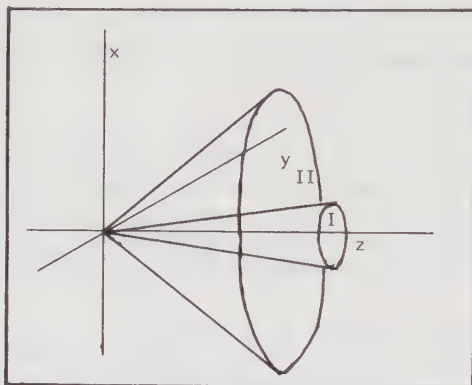
Wir fordern: "gute" Interferenzstreifen müssen einen Kontrast von besser 0.8
"schlechte" Interferenzstreifen müssen einen Kontrast von kleiner 0.2 haben.

Dies bedeutet für den Dopplershift in unseren Streufeldern I+II (Figur 2-25):

Im Bereich I, der bestimmt wird durch das Auflösungsvermögen des abbildenden Systems und der beschrieben wird durch den Streuwinkel e darf der Dopplershift nicht größer als $1/3t$ sein. Wenn diese Grenze überschritten wird, verschenken wir also "brauchbares Licht", d.h. "nicht gestörtes" Licht für unseren

Interferenzterm. Mit anderen Worten, wir engen den Bereich I unnötigerweise ein. Dabei ist noch zu bedenken, daß die Lichtmenge im Bereich I entscheidend für die Modulationstiefe unseres Interferenzterms ist.

Im Bereich II ist es genau umgekehrt. Hier sollte der Dopplerschiftbetrag größer als $5/6t$ sein, damit dieses "schlechte", d.h. zu stark abgelenkte Licht nicht mehr interferieren kann.



FIGUR 2-25: Zur Definition der Ablenkungsbereiche I + II (2-dimensional)

Wie man aber aus der Figur 2-24 weitersieht, lassen sich beide Forderungen zugleich nicht erfüllen, da eben die Übergänge fließend sind.

Unsere bisherigen Forderungen waren sogar noch radikaler, da wir an der Bereichsgrenze von I einen Dopplerschift von $1/t$ forderten. Welchen Kompromiß man eingeht hängt davon ab, was man will: mehr Licht oder mehr Auflösung.

Die Grenzfälle sieht man besonders deutlich, wenn man die inkohärenten Verfahren mit heranzieht.

- a. inkohärente Abbildung durch Nebel: Man verwendet das gesamte Licht, welches die Apertur passiert, hat aber keine Auflösung mehr.
- b. inkohärente Trägerfrequenzabbildung: Man hat Auflösung, wie sie die Trägerfrequenz erlaubt, kann aber nur das in 0° -Richtung gestreute Licht verarbeiten, welches bei dichtem Nebel nahezu Null ist.

Welchen Einfluß haben nun die diversen Variablenverteilungen auf unseren Dopplerschift und damit auf das erreichbare Signal/Rausch-Verhältnis.

Im idealen Fall hätte man:

im Bereich I nur interferenzfähiges Licht

im Bereich II nur inkohärentes Licht

Die durchdringbare Nebelschicht wäre dann lediglich durch die endliche Dynamik des Empfängers beschränkt.

Durch den Übergang zu nicht konvektiven Streuern treten nun leider Mischungen auf:

Im Bereich I entsteht nun auch inkohärentes Licht. Der Anteil dieses Lichts verringert die Modulationstiefe unseres Interferenzsignals.

Im Bereich II entsteht auch interferenzfähiges Licht. Dieses Licht würde nur die Auflösung verschlechtern, wenn es deterministisch aufträte. Tritt es jedoch statistisch auf, so entsteht ein neuer Rauschterm im Interferenzterm, welcher durch unsere Verfahren nicht mehr entfernt werden kann.

Wollen wir diesen Einfluß berechnen, dann müssen wir in den Bereichen I und II die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Betrag des Dopplerschiffs aufstellen.

$$\text{Sei } W_I = \iint_{\Omega} E \, d\Omega \text{ und } W_{II} = \iint_{\Omega} E \, d\Omega$$

mit W = Gesamtenergie in den Bereichen I + II

$$P_{IK} = \int_0^{1/3t} p(\Delta v_D) \, d(\Delta v_D) \quad (\text{Mass fuer den koh. Lichtanteil in I})$$

$$P_{IIK} = \int_0^{5/6t} p(\Delta v_D) \, d(\Delta v_D) \quad (\text{mass fuer den koh. Lichtanteil in II})$$

wobei $p(\Delta v_D)$ = normierte Wahrscheinlichkeitsdichte von Δv_D .

Unser Signal/Rauschverhaeltnis fuer den brauchbaren Holografieterm auf dem Target ist dann:

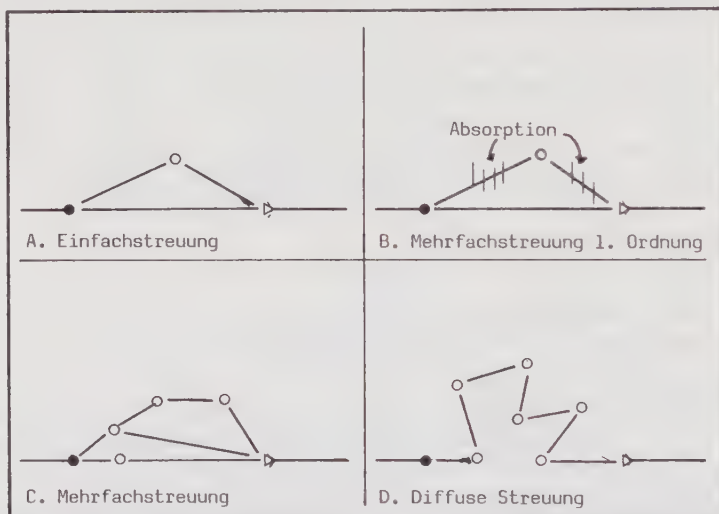
$$\begin{aligned} \frac{S}{R} &= \frac{W_I P_{IK} - W_{II} P_{IIK}}{W_{II}} \\ &= (W_I/W_{II}) \cdot P_{IK} - P_{IIK} \end{aligned} \quad (2-67)$$

2.3.4.3. Mehrfachstreuung

ISA 34, SA 30, SA 32 I

Bis jetzt haben wir immer nur Einzelstreuvorgänge betrachtet, d.h. wir nahmen an, daß das Licht auf seinem Weg durch das Streumedium höchstens einmal abgelenkt würde. Doch wenn die Streuteilchendichte größer wird erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, daß dann auch mehrfache Wechselwirkungen auftreten.

Die Behandlung solcher Prozesse kann man auf vier Grundsysteme reduzieren ISA30, p.1035f. Diese werden nach Ishimaru in der Figur 2-26 dargestellt.



FIGUR 2-26: Darstellung (schematisch) der vier Grundstreuarten nach Ishimaru

Die Mehrfachstreuung 1. Ordnung tritt immer dann auf, wenn das Albedo, d.h. das Verhältnis von Streuquerschnitt zu Extinktionsquerschnitt, klein ist, d.h. Absorption auftritt. Dies ist in unserem diskutierten Fall nicht die Annahme. Sie tritt aber bevorzugt bei Streuproblemen in der Radar- und Mikrowellenanwendung auf.

Einfach- und Mehrfachstreuung tritt auf, wenn die Volumendichte, d.h. das Verhältnis des Gesamtstreuolumens zum Volumen der Streuer kleiner als 0,1% ist. Ist dieses Verhältnis merklich größer als 1%, dann haben wir den Fall der diffusen Streuung.

Welcher Fall liegt nun vor, wenn wir mit echtem Nebel hantieren:

Dichter Nebel mit der internationalen Codenummer 0 besitzt einen Wassergehalt von mehr als 0.5 g/m^3 . I SA 32, p34271. Nehmen wir nun Teilchen mit einem mittleren Durchmesser von $10 \text{ }\mu\text{m}$ an, so erhalten wir Teilchenzahlen von einigen $10^9 \text{ Teilchen/m}^3$. D.h. das Verhältnis von Tröpfchenvolumen zu Luftvolumen liegt weit unter 1‰ .

Bei Großfeldanwendungen wird man sich wohl mit gutem Gewissen auf die Betrachtung der Einfach- und einfachen Mehrfachstreuung beschränken können.

Anders liegt der Fall jedoch, wenn das Objekt nahe der abbildenden Optik sich befindet, die geometrische Nebelschichtdicke also relativ dünn ist. Merkliche Störungen der Abbildung werden dann erst hervorgerufen, wenn die Streuteilchenvolumendichte sehr hoch wird. Wir befinden uns dann im Bereich der diffusen Streuung.

Die Streulichtwinkelverteilung ist in diesem Fall im wesentlichen immer isotrop und daher unabhängig von der Teilchengrößenverteilung, d.h. unsere Betrachtung der Streuung eines Einzelstreuers ist hier nicht mehr sinnvoll.

Welchen Einfluß hat der Vorgang der diffusen Streuung auf die verschiedenen Verfahren:

a. Die Time- und Rangegatingverfahren profitieren davon, denn ein Teil der in Vorwärtsrichtung sich ausbreitenden Streustrahlung ist durch die Vielfachstreuung zeitlich so verzögert, daß sie ebenfalls durch einen schnellen Verschluß eliminiert werden kann.

b. Auf unsere Nebelüberlistungsverfahren, sieht man einmal von den Scanmethoden ab, die von der Art des Streumechanismus nicht tangiert werden, fällt dieser Einfluß auf den ersten Blick auch positiv aus.

Nehmen wir an, wir haben einen objektseitigen Aperturwinkel für das Streulicht von 1° (siehe Experiment "Schwerer Nebel"). Im Falle der Einzel- oder einfachen Doppelstreuung trafen 0,2% des Gesamtstreulichts auf das Target. Das Signal-zu-Streulichtverhältnis (SSV) war hierbei 1:200. (helles Objekt auf dunklem Grund)

Wenn wir nun aber in dem selben Fall mit isotroper diffuser Streuung rechnen, so erreichen nur noch 0,008% des Streulichts das Target. Denn der Streulichtanteil auf dem Target folgt bei isotroper Streuung der Gleichung:

$$I_{S, \text{Target}} = 2/(1 - \cos a) \quad (2-68)$$

mit a = Streulichtaperturwinkel

Das SSV verbessert sich dann unter der Annahme, daß der Anteil des ungestreuten Lichts gleich blieb auf einen Wert von 1:8. Dies bedeutet aber, daß man in einem solchen Fall noch gar keine Nebeltricks benötigt.

Hält man die Beleuchtungsstärke konstant, so ist es aber selbstverständlich möglich, die Streuteilchendichte so zu erhöhen, daß man wieder das SSV von 1:200 erreicht. Dann sollten also unsere Verfahren wieder gute Dienste leisten.

Dies stimmt aber leider nur bedingt, denn wie wir später sehen werden, benötigt der Empfänger ein bestimmtes Minimalobjektsignal an ungestreutem Licht.

Bei gegebener Beleuchtungslichtstärke kann nämlich bei diffuser Streuung folgender Fall eintreten:

a. Die Minimalsignalstärke reicht aus, das SSV ist aber noch so gut, daß man keine Tricks benötigt.

b. Das SSV erfordert Nebeldurchdringungshilfen, aber nun ist die Minimalsignalstärke nicht mehr ausreichend.

In dieses letztgenannte Dilemma kann man insbesondere bei Laborexperimenten geraten, wie sich bei den Experimenten mit echtem Nebel noch zeigen wird.

Doch nun zurück zum Einfluß der "einfachen" Mehrfachstreuung:

Was ist nun der Einfluß der Mehrfachstreuung?

Zunächst kann man leicht feststellen, daß sich das Punktbild weiter verbreitern wird, denn wir können ja aufeinanderfolgende Streuprozesse als wiederholte Faltung der Punktbilder der Einzelstreuer beschreiben. Hat also unser Punktbild der Einzelstreuer eine Hauptpeakbreite von einigen Grad (je nach Teilchengröße), so erhalten wir durch die Mehrfachstreuung ein Punktbild mit einer Hauptpeakbreite in Vorwärtsrichtung von einigen zehn Grad I SA 34, p.431 I. Diese Erscheinung würde sich für unser Verfahren sogar positiv auswirken, denn je weiter der Spread des Streulichts, desto weniger Streulicht gelangt auf das Target. Leider ist dies aber nur die halbe Miete, da ja im selben Maße unser ungestreutes Licht durch die hohe Teilchenkonzentration weiter exponentiell abnimmt.

In summa wird sogar das Verhältnis Streulicht/ungestreutes Licht auf dem Target schlechter werden.

Dies gilt insbesondere für die inkohärenten Verfahren.

Für die Scanningmethoden sind diese Effekte uninteressant.

Für unsere kohärenten Verfahren besteht noch eine weitere Möglichkeit der Komplikation: Die Dopplerschifts könnten sich durch mehrfache Streuung kompensieren.

Bei Zweifachstreuung müßte z.B. gelten:

$$\Delta v_{D1} + \Delta v_{D2} = 0 \Rightarrow \vec{v}_1 \cdot \vec{e}_{\text{vor}} = \vec{v}_2 \cdot \vec{e}_{\text{nach}} \quad (2-69)$$

Die Wahrscheinlichkeit für dieses Ereignis wäre dann:

$$p(\Delta v_D) \, p(-\Delta v_D) = [p(|\Delta v_D|)]^2/2 \quad (2-70)$$

2.3.4.4. Beleuchtungs- und Objektwelle geht durch den Nebel

Wenn man nicht gerade ein selbstleuchtendes Objekt hinter dem Nebel detektieren will, wobei unsere Verfahren (bis auf die inkohärenten) sowieso versagen würden, ist man gezwungen das gesuchte Objekt zu beleuchten.

In aller Regel bedeutet dies, daß Sender und Empfänger der Strahlung auf der einen Seite, das gesuchte Objekt jedoch auf der anderen Seite der Nebelwand sich befinden.

Dieses ist nun in der Tat eine sehr fatale Situation:

Gehen wir unsere Verfahren der Reihe nach durch.

Für die Verfahren, die auf kohärente Beleuchtung angewiesen sind, bedeutet dies, daß nur noch der kohärente Anteil der durchkommenden Beleuchtungswelle ausnützlich ist, also nur noch der P-te Teil. Auf dem Rückweg geht nochmal Licht in der gleichen Weise verloren, es gelangt also nur noch der P^2 -Teil des Beleuchtungslichtes als ungestörte Objektinformation auf das Target.

Verschlimmert wird diese Situation noch dadurch, daß wir in der Regel es ja dann mit diffus reflektierenden Objekten zu tun haben, so daß zusätzlich noch der darauf basierende Lichtverlust wirksam wird. Und schließlich und endlich verstärkt das inkohärent gewordene Beleuchtungslicht auch noch den Streulichtterm.

Auch bei optimistischster Betrachtungsweise muß man hier für die kohärenten Verfahren im wahrsten Sinne des Wortes schwarz sehen.

Welche Rettung gibt es? Nun man müßte die Beleuchtungswelle zum Objekt

bringen, das allerdings für diesen Zweck wohl kooperativ zu sein hätte. Man mag nun einwenden, daß das doch Käse sei: Denn wenn man schon das Licht unbeschadet durch den Nebel hin zum Objekt bringt, dann wird man es doch auch wohl wieder zurückbringen. Das stimmt nicht ganz. Denn die Beleuchtungsleitung muß nur ein Bit Information transportieren, nämlich Licht an oder Licht aus. Das entstehende Bild hat aber, wie jeder eingestehen wird, aber mehr als ein Bit Informationsgehalt, nämlich in TV-Fall mindestens 250 000 oder mehr.

Man könnte also eine einfache Lichtfaser zum Beleuchten verwenden oder den Laser in das Objekt integrieren und dann den Referenzstrahl gesondert durch den Nebel reflektieren.

Aber wie gesagt, man ist dann auf kooperative Objekte beschränkt.

Bei den inkohärenten Verfahren hat man auch eine Leistungseinbuße zu verzeichnen, die aber nicht so schlimm ist, da hier das auf dem Hinweg gestreute Licht auch zur Beleuchtung verwendet werden kann.

Bei beiden Verfahren muß man sich außerdem noch gesondert um das rückgestreute Beleuchtungslicht kümmern. Hier bieten sich vor allen Dingen die Zeitgatingmethoden an, die aber versagen, wenn der Nebel zu dicht am Objekt ist. Die maximale Belichtungszeit für eine Zeitgatingaufnahme ist dann:

$$z_{F_{\min}} / c = t_{\max} \quad (2-71)$$

mit $z_{F_{\min}} = \min(\text{Entfernung Objekt-Nebel})$

Diese Zeit wird aber höchstwahrscheinlich sehr viel kleiner sein als t_{TV} . Man muß also mit einem Puls laser arbeiten, welche aber die Gesamtbelichtungszeit verlängern und damit die Objektbeweglichkeit noch weiter einengen können.

Beim Synchronscannverfahren kommt noch ein weiteres Problem dazu: Der Spotstrahl fächert auf, d.h. er beleuchtet nicht nur einen Objektpunkt, sondern ein ganzes Array von Objektpunkten. Diese Objektpunkte produzieren auf dem Rückweg natürlich Streulicht, welches teilweise in den Punktempfänger gerät und somit die eigentliche Information verfälscht.

Dagegen könnte man wieder den Kohärenztrick anwenden, doch wie schon vorne gezeigt, wächst dann die Abtastzeit für ein Bild ins Astronomische.

Der Lichtleistungsverlust wirkt sich bei dem Scannen nicht so dramatisch aus.

Was hier eben sehr knapp geschildert wurde stellt wohl mit das größte Handicap für unsere Methoden dar. Diese Tatsachen sind so evident, daß wir hier an dieser Stelle auf eine weitere numerische Untermauerung verzichten wollen. Denn wenn für ein transparentes Amplitudenobjekt von 24×24 mm Fläche 500 mW Laserleistung benötigt werden, so würde man auf dem Hin- und Rückweg unter günstigen Umständen schon 100 W Dauerleistung benötigen, die selbst, wenn man sie hätte, nichts nützen würden, denn damit würde gleichzeitig der dynamische Bereich des Empfängers gesprengt.

2.3.5. Einflüsse eines nicht idealen Empfängers

Unsere Voraussetzungen für einen idealen Empfänger waren:

unbegrenzter, linearer dynamischer Bereich, Rauschfreiheit, unbegrenzte Bandbreite.

Alle drei Annahmen sind natürlich utopisch. In der Praxis sind je nach Empfängertyp oft sehr enge Grenzen gesetzt. Doch gehen wir der Reihe nach vor.

a) Dynamischer Bereich

Welche Forderungen stellen wir prinzipiell ?

1. Der Zusammenhang zwischen Ursache (=Eingangssignal) und Wirkung (= Ausgangssignal) soll eineindeutig sein, d.h. die Verknüpfungsfunktion muß streng monoton sein.
2. Es soll die Information nicht verzerrt werden, d.h. die Verknüpfungsfunktion soll linear sein:

$$A(af(x)) = a A(f(x)) \quad (2-72)$$

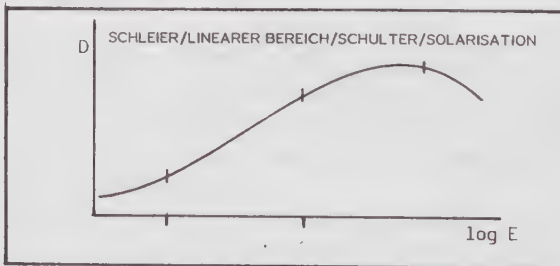
$$A(f(x)+g(x)) = A(f(x)) + A(g(x))$$

Als Beispiel diene uns zunächst der dynamische Bereich einer fotografischen Platte. Wir nehmen an, daß die Dichte der fotografischen Schwärzung proportional ist zu der einfallenden Energie.

Definieren wir: Dichte $D := \log 1/T$, wobei T :=Transmissionsgrad

Energie $E := I \cdot t$

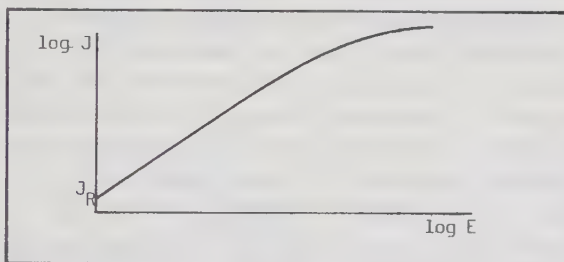
so können wir folgende Funktion darstellen:



FIGUR 2-27: Abhängigkeit der optischen Dichte von der Belichtung

An diesem Beispiel sehen wir, daß unsere Forderung nach strenger Monotonie nur im Bereich von $E_{\min}$ bis $E_{\max}$ erfüllt ist. D.h. reale Empfänger sind gekennzeichnet durch das $E_{\max}$, das der Empfänger noch verkraftet. Stellen wir darüber hinaus die Forderung der Linearität, so verkleinert sich der brauchbare Bereich weiter. Die Steigung $g = \tan \alpha$ dieses linearen Bereichs ist darüber hinaus für die Korrektheit der Graustufenwiedergabe verantwortlich.

Die von uns benützten fotoelektrischen Empfänger, d.h. die Halbleiterfotoschichten der Bildaufnahmerröhren, zeigen folgendes prinzipielles Verhalten.



FIGUR 2-28: Abhängigkeit des Signalsstroms eines Vidikons von der Belichtung

Die $\log J$ - $\log E$ -Kurve verläuft also in einem weiten Bereich bis zu $E=0$ linear. Darin unterscheidet sie sich von der fotografischen Kurve. Daß die Kurve nicht durch den Nullpunkt geht, liegt an der Rauscheinströmung, die bei elektronischen Bauteilen unvermeidlich ist. Der Empfindlichkeitsbereich erstreckt sich bei festgehaltenen Kamerawerten auf ungefähr zwei Dekaden. Der Regelbereich der Kamera ist wesentlich größer, dies ist aber für unser Problem unerheblich. Die Steigung des linearen Bereichs der $\log$ - $\log$ Auftragung ist einstellbar von 0.7 bis 1.4.

b) Empfängerrauschen

Bei der fotografischen Aufnahme entsteht das Rauschen durch die endliche Kleinheit der Silberkörner der Fotoschicht. Im elektronischen Bereich dagegen findet die Rauscheinströmung besonders an den diversen Verstärkerschaltungen statt (A3.7.). Wie wir gesehen haben, beschränkt uns diese Rauscheinströmung den Empfindlichkeitsbereich nach unten. Darüber hinaus ist das Rauschen für die Anzahl der darstellbaren Graustufen von ausschlaggebender Bedeutung. In unserem Beispiel ist sie gegeben durch das Verhältnis $J_{\max}/J_{\text{Rausch}}$. Die Größe der Rauscheinströmung J_R ist zwar über den ganzen nutzbaren dynamischen Bereich konstant, hängt aber im Falle der Halbleiterröhren noch von der Ortsfrequenz des aufbelichteten Objektbildes ab. Diese Frequenzabhängigkeit ist quadratisch (A3.7.)

und deshalb für unsere off-axis Hologrammanwendung besonders schädlich.

c) Empfängerbandbreite

Für unsere verschiedenen Trägerfrequenzmethoden benötigen wir Empfänger, deren Bandbreite wesentlich (bis zu dreimal) größer ist als sonst notwendig. Oder umgekehrt, ist die Empfängerbandbreite gegeben, so muß die Objektbandbreite dem entsprechend verkleinert werden.

Bei unserer fotografischen Platte ist die Auflösung, sieht man einmal vom Einfluß der abbildenden Optik ab, durch die Feinheit der Silberkörner gegeben. Die Größe des Auflösungselements übernimmt bei der Bildaufnahme in vertikaler Richtung der Quotient aus Bildhöhe und Zeilenzahl. Da ein Abtaststrahl mit kreisförmigen Querschnitt in horizontaler Richtung, wie in vertikaler Richtung aber die gleiche Ausdehnung besitzt, fällt in horizontaler Richtung die Modulationstiefe als Ergebnis der Faltung (Objekt * Strahldurchmesser) mit steigender Ortsfrequenz ab.

In der Praxis hat man aber bestenfalls mit Übertragungsfunktionen zu tun, die linear abfallen (A4.1.). D.h. mit steigender Frequenz nimmt also nicht nur die Rauscheinströmung quadratisch zu, sondern auch noch die Modulationstiefe linear ab. Die Summe beider Effekte bewirkt, daß bei den Fernsehkameras die Ortsauflösung verhältnismäßig armselig ist, nämlich nur einige hundert Linien pro Bildfeld. Will man die doppelte oder noch höhere Ortsauflösung, so muß man tief in die Geldbörse greifen. Die momentane Auflösungsgrenze bei den Halbleiterröhren liegt bei 10 000 Linien/Bildfeld. Solche Geräte sind aber für normale zivile Institutionen nicht zugänglich oder erschwinglich.

Abschließend wollen wir uns nun überlegen, welche Erkennbarkeitsgrenzen überhaupt durch unsere Methoden erreichbar sind.

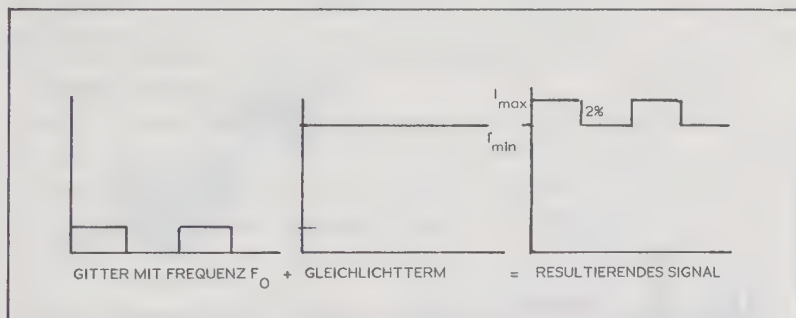
Wir nehmen an, daß die auf dem Monitor dargestellte Helligkeitsverteilung direkt dem elektrischen Signal proportional ist. Unser Objekt sei ein Rechteckgitter mit der Ortsfrequenz μ_0 , die dann durch die Abtastung in eine Zeitfrequenz f_0 umgewandelt wird. Wir befinden uns im linearen Abschnitt des dynamischen Bereichs, welcher seinerseits voll ausgesteuert ist. Das Auge benötigt, damit es benachbarte Grauwerte trennen kann, eine Helligkeitsdifferenz von 1-2-%. Dieser Wert vergrößert sich, wenn die Grautonsignale verrauscht sind um den Faktor r . Wir addieren nun zu unserem Objekt als nullte Näherung des Nebels einen Gleichlichtanteil und definieren uns wieder einen daraus resultierenden Kontrast K für das Gitter. Siehe Figur 2-29.

$$K_{\text{opt}} = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) / (I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$$

Nach der Abtastung vermindert sich der diesem Kontrast entsprechende Signalhub um den Betrag m_o , der die Modulationsübertragungsfunktion der Kamera bei der betrachteten Frequenz f_o beschreibt. Wir erhalten also einen Signalhub im elektrischen Bereich:

$$h_o = K_{opt} \cdot m_o$$

Das auf dem Monitor erscheinende Bild unseres Gitters hat deshalb bestenfalls einen durch h_o gesteuerten Kontrast. Damit man das Gitter visuell erkennen kann, muß dieser Signalhub h_o größer oder gleich $0,02 \cdot J_{max}$ sein, wenn J_{max} der maximale Signalstrom ist.



FIGUR 2-29: Mischung eines optischen HF-Signals mit einem hohen Gleichlichtterm

Unsere Information sitzt nun auf der Trägerfrequenz f_t . Die Modulationstiefe dazu sei m_t . Der dazu gehörende Rauschabstand sei r_t . Das einströmende Rauschen besitzt nun eine Amplitudenverteilung, die man als gaußisch annehmen darf und hat folgende Gestalt:

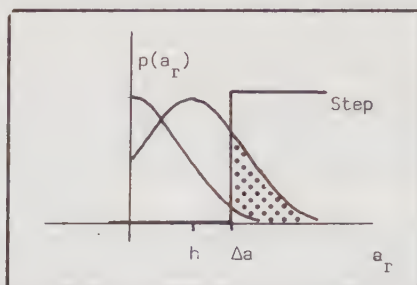
$$p_d(a_r) = e^{-(a_r/r_t)^2} \quad (2-73)$$

mit: a_r = Rauschamplitude

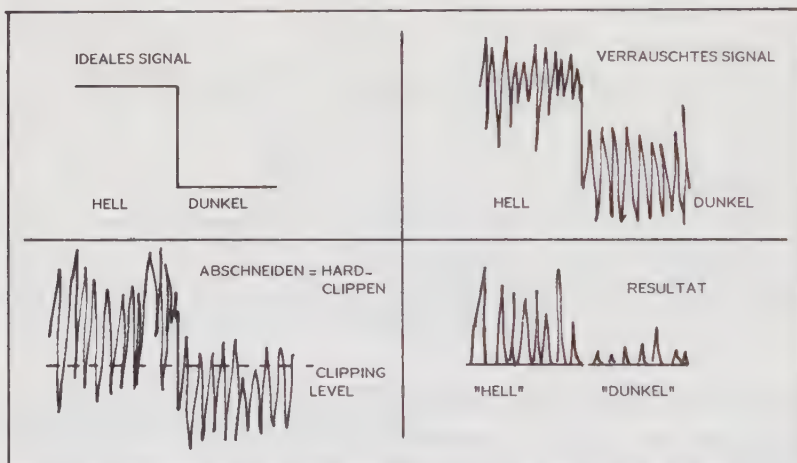
Diese Gaußfunktion beschreibt die dunklen Stellen unseres Objekts nach erfolgter Hochpaßfilterung (d.h. Abtrennung der NF-Anteile). An den hellen Stellen des Objekts erhalten wir folgende Gaußfunktion:

$$p_h(a_r) = e^{-[(a_r - h_t)/r_t]^2} \quad (2-74)$$

mit: h_t = Signalhub



FIGUR 2-30: Wahrscheinlichkeitsdichte der Rauschamplituden a_r über der Amplitudenstärke aufgetragen; mit eingezeichnetem Clippinglevel



FIGUR 2-31: Veranschaulichung der elektronischen Verarbeitung anhand eines HF-Signals

Figur 2-30 zeigt die relative Lage der Kurven zueinander. In der Figur 2-31 sollen schematisch diese Vorgänge nochmals an Hand einer "Ausschnittsvergrößerung" unseres Gitters gezeigt werden.

In der elektronischen Verarbeitung haben wir nun die Möglichkeit des Hardclippings. D.h. wir multiplizieren unsere Funktion $p(a_r)$ mit einer Funktion $\text{step}(a_r - \Delta a)$. Dabei gibt Δa den Ort des Abschneidens an. Die Integrale

$$R = \int_{\Delta a}^{\infty} p_d(a_r) da_r$$

$$S = \int_{\Delta a}^{\infty} p_h(a_r) da_r$$
(2-75)

stellen nun unsere resultierenden Rausch- bzw. Signalwerte dar. Mit einfachen Worten, an den dunklen Stellen des Objekts werden wir zahlenmäßig weniger helle Rauschspitzen erwarten als an den hellen Objektstellen. Geben wir uns nun noch ein Signal-zu-Rausch Verhältnis vor, so läßt sich bei gegebenen h_t leicht der notwendige Clippingwert Δa berechnen. Man könnte nun sagen, ist ja fein, dies kann man immer erzwingen, h_t kann also beliebig klein gemacht werden. Denkste! Dem ist leider nicht so, da wir die Signale nach dem Abschneiden noch nachverstärken müssen. Wir werden uns dort also wieder Rauscheinströmungen einfangen, die dann unser Verfahren begrenzen.

Unsere Experimente zeigen, daß typischer Weise folgende Verbesserung zu erreichen ist:

a. Normale kohärente Abbildung durch den Nebel: $\min(K_{\text{opt}}) > 5\%$

wobei $K_{\text{opt}} = \text{Signalkontrast}$

b. Minimaler Kontrast im off-axis Holografiefall: $\min(K_{\text{Holo}}) \geq 0.4\%$

Wir erreichen im Falle der off-axis Holografie immerhin eine Sichtbarkeitsverbesserung von einem Faktor 10, also deutlich besser als nichts!

2.3.6. Leistungsanforderungen an den Sender

Hierbei wollen wir uns aber auf das spezielle Problem, welches durch das Auftreten der Streuer entsteht beschränken.

Die bei der normalen Abbildung bestimmenden Größen seien hier nur streifend erwähnt.

Gehen wir dabei vom Empfänger aus. Dieser Empfänger benötigt ein bestimmtes Ausgangssignal. Dieses Ausgangssignal wird bestimmt durch die spektrale Empfindlichkeit (siehe A3.9.) der lichtempfindlichen Schicht und durch die einfallende Lichtmenge. Die einfallende Lichtmenge wird bestimmt durch die Lichtstärke des abbildenden Systems, den Reflexions- oder Transmissionsgrad des Objekts und durch den Abstand Empfänger - Objekt.

Der Zusammenhang zwischen der notwendigen Bestrahlungsstärke des Objekts und der Fotoschicht des Empfängers wird im allgemeinen durch folgende Gleichung angegeben ITB11:

$$\frac{E_{\text{Objekt}}}{E_{\text{Empf}}} = (2 k g / f)^2 (1/P T) (F_E / F_0) \quad (2-76)$$

mit f = Brennweite des Objektivs

g = Gegenstandsweite

k = rel. Blendeneffnung

P = Reflektionsgrad des Objekts

T = Transmissionsgrad der Optik

F_E = Fläche des Empfaengertargets

F_0 = Fläche des Objekts

In der Fernsehtechnik gilt naeherungsweise die Faustformel ITB11:

$$E_{\text{Objekt}} / E_{\text{Empf}} \approx 10 k^2 \quad (2-77)$$

Dies gilt nur für raue Objekte. Bei reinen Amplitudentransmissionsobjekten und kohärenter Beleuchtung wird das Verhältnis

$$E_{\text{Objekt}} / E_{\text{Empf}} = 1/T_{\text{Empf}} T_{\text{Objekt}} \quad (2-78)$$

sein.

In den Term T_{Empf} sind auch für die Holografie die Verluste an den Referenzstrahlzuführungen einzurechnen.

Durch den Streuvorgang kommt nun noch dazu:

Die "kohärente", d.h. unbeeinflusst transmittierte Lichtintensitätsabnahme folgt einem Exponentialgesetz:

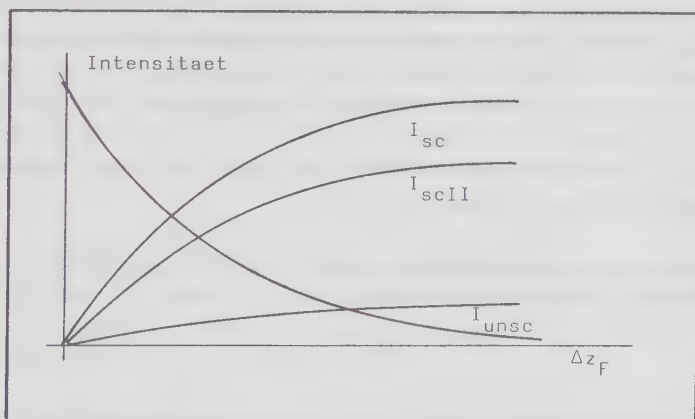
$$I_{\text{uns}} = I_0 e^{-D C_{\text{sca}} \Delta z_F} \quad (2-79)$$

mit D = Dichte der Streuer, C_{sca} = Streuquerschnitt (keine Absorption!),
 Δz_F = Streuschichtdicke

Die gestreute Lichtintensität wird im selben Maße anwachsen, wie die ungestreute abnimmt:

$$I_{\text{sc}} = I_0 (1 - e^{-D C_{\text{sca}} \Delta z_F}) \quad (2-80)$$

Bedenken wir noch die Charakteristika des Empfängers, so läßt sich der Einfluß qualitativ zeichnerisch so darstellen, wie in Figur 2-32.



FIGUR 2-32: Abhängigkeit der ungestreuten und gestreuten Intensität von der Nebelschichtdicke

Wir nehmen also an, daß wir bei einer Abbildung oder einer Hologrammaufnahme ohne Nebel einwirkung eine Lichtintensität I_0 bzw. eine Beleuchtungsstärke auf dem Kameratarget hätten, mit der der dynamische Bereich voll ausgesteuert wird.

Tritt nun ein Streumedium auf, so wird diese Beleuchtungsstärke des Targets vermindert. Der Schwächungsfaktor ist gegeben durch:

$$F_{\text{sca}} = \frac{\iint_{II} I_{\text{sc}} d\Omega + I_{\text{uns}}}{\iint I_0 d\Omega} = \frac{\text{Ungestr.Licht+Streulicht in II}}{\text{Gesamtintensität } I_0} \quad (2-81)$$

(zur Definition von II siehe Figur 2-25)

Dieses Verhältnis hängt nun nicht nur von dem Öffnungswinkel des optischen Systems, sondern auch von der Teilchengröße, der Lichtwellenlänge und von dem Streumechanismus ab.

Um wieder die volle Aussteuerung des Targets zu erreichen, muß man also die Sendeleistung um den Schwächungsfaktor erhöhen. Dies allein ist aber noch nicht hinreichend, um einen Erfolg unserer Methoden zu gewährleisten.

Der Einfluß des Empfängers erlaubt uns bekanntlich nur ein bestimmtes maximales Verhältnis von:

$$I_{\text{uns}}/I_{\text{scII}} \quad (2-82)$$

entsprechend dem genannten minimalen Signalhub h_t aus 2.3.5.

Der Anteil von I_{scII} liegt durch die Empfängerapertur und diese durch die geforderte Auflösung fest. Mit anderen Worten: Eine weitere Erhöhung der Sendeleistung würde nichts mehr nützen, sondern im Gegenteil sogar schaden, da dadurch der dynamische Bereich des Empfängers überlastet würde.

Geht das Licht auch auf dem Hinweg durch den Nebel, so muß man eine analoge Betrachtung durchführen (2.3.4.4.).

Anders sieht es bei den Synchronscanverfahren aus. Hier bringt die Erhöhung der Sendeleistung in jedem Fall einen Vorteil.

2.3.7. Referenzstrahlprobleme

Dieser Abschnitt ist natürlich nur für die Holografiemethoden von Bedeutung. Welche Anforderungen muß man an den Referenzstrahl bzw. dessen Zuführung stellen:

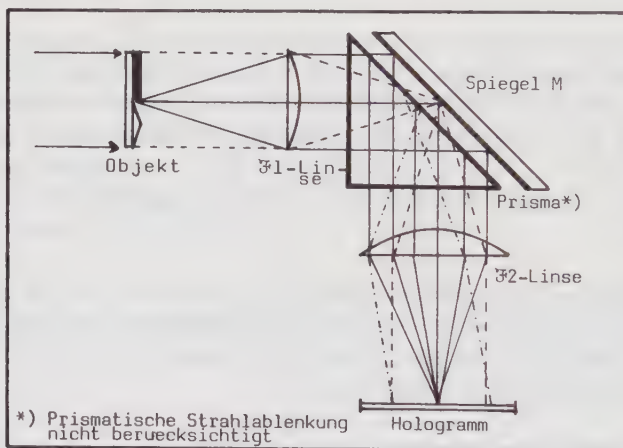
1. Die Intensität des Referenzstrahls muß an die des ungestörten Objektlichtes anpassbar sein, denn im anderen Fall belastet man nur den dynamischen Bereich des Empfängers unnötig und verschwendet Senderleistung. (siehe auch A3.2. "Streifenkontrast")
2. Will man deterministisch bewegte Objekte holografieren, so muß man die Frequenz des Referenzstrahls nachführen können. Dies kann man z.B. mit elektrooptischen Lichtmodulatoren, bewegten Gittern oder Spiegeln bewerkstelligen.
3. Während der Belichtungszeit muß, abgesehen von Fall 2, die Differenz der Lichtwege (Sender-Objekt-Empfänger) - (Sender-ReferenzspiegelEmpfänger) interferometrisch konstant sein (2.3.3.) Je nach Anwendung bietet sich also an, entweder den Referenzspiegel in das Objekt zu integrieren (bei kooperativen Objekten) oder Sender- und Empfangsteil starr zu verkoppeln (bei nicht kooperativen Objekten, dann aber starke Bewegungseinschränkung für das Objekt)
4. Die Länge des Referenzstrahlweges muß anpassbar sein an den Weg Sender-Objekt- Empfänger, da die Kohärenzlänge des Lichts endlich ist und man durch schlecht angepasste Referenzstrahlwege nur unnötig seine Interferenztermmodulation verschlechtert.
5. Die Einkopplung des Referenzstrahls in den Abbildungsstrahlengang sollte möglichst verlustfrei für das Objektlicht sein, damit man nicht zuviel von dem seltenen Objektlicht und damit von der Sendeleistung verschwendet.
Bei der on-axis Holografie muß man weiterhin dafür sorgen, daß der Referenzstrahlwinkel wirklich und stabil identisch 0° ist.

Für die Problemkreise 3. und 4. bietet sich als technische Lösung die Führung der Referenzwelle in einer Singlemodefaser an. Diese aus holografischen

Gründen notwendige Einschränkung auf Singlemodefasern bedeutet natürlich, daß die technologischen Anforderungen an die Bauteile sehr viel größer werden. (Durchmesser einer solchen Faser ca. $3\mu\text{m}$). Ein besonderes Problem dabei ist die Anpassung des Referenzweges an den Objektweg, da nach unserem Wissen für Singlemodefasern noch keine praktikablen Lichtverzweiger auf dem Markt sind. Auf der anderen Seite hat bei der off-axis Holografie die Faserführung den Vorteil, daß man diese Faser direkt als Punktlichtquelle in die Fourierebene des Abbildungssystems einbringen kann, welche dann auf einfache Art die Referenzwelle darstellt. (siehe auch Figur 3-1) Wenn man so verfährt, führt diese Art der Referenzstrahlzuführung zu keinen weiteren Lichtverlusten des Objektlichts.

Diesen Vorteil kann man selbstredend bei der on-axis Holografie nicht ausnützen. Hier ist es zweckmäßig bereits die fertige ebene Welle über einen Strahlteiler mit einem Teilverhältnis 1:1 einzukoppeln.

Eine Möglichkeit der quasireferenzstrahlfreien Holografie wäre folgende Lösung, wie sie Figur 2-33 zeigt.



FIGUR 2-33: Referenzstrahlfreie Holografie durch Selbstinterferenz der Objektwelle
Durch einen geeigneten Strahlteiler in der Fourierebene des Abbildungssystems erzeuge man sich:

$$\bar{U}_0(v) * [\sqrt{r_{\text{prisma}}} \delta(v) + \sqrt{t_{\text{prisma}}^2} \delta(v - v_R)] \quad (2-83)$$

mit $r=t^2$, $r_{\text{spiegel}} = 1$, U_0 normiert

r = Reflexion, t = Transmission des Prismas

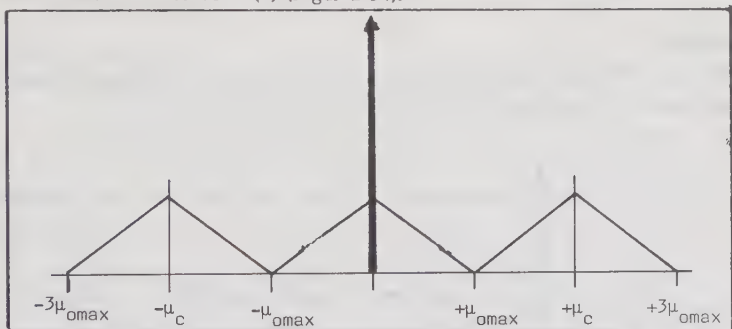
Die Fouriertransformation beschert uns dann:

$$U_B(x) + U_B(x) e^{2\pi i v_R x} \quad (2-84)$$

Nach der Belichtungszeit erhalten wir:

$$E(x) = |U_B|^2 (x + t^2) + 2\sqrt{rt}^2 |U_B|^2 \cos(2\pi v_R x) \quad (2-85)$$

Der Vorteil dieser Methode wäre, daß die Einflüsse deterministischer Objektbewegungen selbst kompensiert würden, daß das Schicksal, das das Wellenfeld als Ganzes durchleidet nichts am Hologramm ändern könnte. Anders ist dies mit dem Streulicht, hier wird ja nicht makroskopisch das ganze Wellenfeld beeinflusst, sondern nur einzelne Teile. Das Ergebnis wird analog zu dem Selbstmodulationfall ausfallen. Einen Nachteil dieser Methode zeigt aber die Fouriertransformierte von $E(x)$ (Figur 2-34).



FIGUR 2-34: Frequenzspektrum zur referenzstrahlfreien Holografie

Sie zeigt, daß wir auch hier, wie bei der inkohärenten Trägerfrequenzmethode, die 3-fache Bandbreite benötigen. Diese Situation läßt sich nur entschärfen, wenn es möglich ist das Einseitenbandverfahren anzuwenden.

Einen weiteren Augenmerk muß man auf die optischen Weglängen im Abbildungsstrahlengang legen. Da die geometrischen Wege unterschiedlich lang sind, kann dies zu Defokussierungen führen. Aus diesem Grund wurde der Strahlteiler in der Figur 2-33 auch als Glas-Luft-Spiegel gewählt, damit der geometrisch kürzere Weg länger im optisch dichteren Medium verläuft.

Diese Methode wird, wenn sie an der Kontrastzahl K gemessen wird, zwischen $K_{\text{Holo}} = 2P$ und $K_{\text{TF}} = P/2$ bei $K=P$ liegen.

2.3.8. Einfluß der Lichtpolarisation

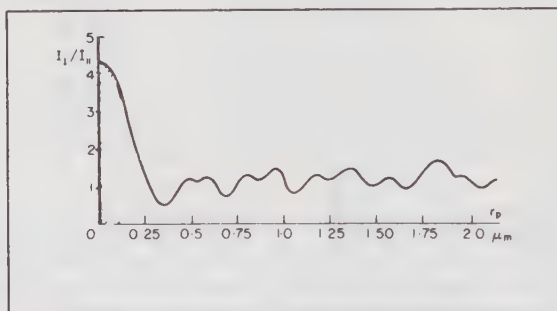
Bis jetzt taten wir immer so, als wenn wir mit skalaren Wellen zu tun hätten und vernachlässigten dabei die Tatsache, daß das Licht in zwei orthogonalen Polarisationsrichtungen vorkommen kann.

Drei wichtige Tatsachen müssen erwähnt werden:

1. Laserlicht ist in sehr vielen Fällen linear polarisiert (Brewsterfenster als Laserröhrenausgang)
2. Nur Wellenzüge mit gleicher Polarisationsrichtung interferieren miteinander:
z.B. Streifenkontrast $K = K_0 \cos g$, mit g = Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen
3. Streuende Medien depolarisieren polarisiertes Licht.

Zunächst zu 3.:

Die Figur 2-35 zeigt das Verhältnis $I_{\perp}/I_{\parallel}$ bei der Einfachstreuung an Teilchen mit wachsendem Radius ISB21.



FIGUR 2-35: Abhängigkeit der Depolarisation vom Teilchenradius (für einen Winkel)
Betrachten wir also folgenden Fall:

Ein transparentes Objekt wird von einer linear polarisierten Lichtquelle durchleuchtet. Das ausgehende Objektlicht ist damit ebenso polarisiert. Tritt dieses Licht in das Streumedium ein, so wird je nach Teilchengrößenverteilung des Streuers in Vorwärtsrichtung bis zu 50% des Streulichts depolarisiert sein. Diesen Teil kann man also durch einen einfachen Polfilter entfernen. Leider muß man aber dabei auch eine Schwächung der anderen Polarisationsrichtung um 20-30% in Kauf nehmen, da für Polfilter mit guter Sperrdämpfung in Durchlaßrichtung nur ein Transmissionsgrad von 70-80% erreicht wird.

Diese Tatsache der Depolarisation durch Streuung hat man sich auch schon früher zu eigen gemacht INA8I.

Da die Depolarisation stark vom Streuwinkel und dem Radius/Wellenlängen- Verhältnis abhängig ist kommt man im Einzelfall nicht umhin, den Depolarisationfaktor aus der strengen Mie-Theorie auszurechnen ISB2,SB4,SB5I

Die Tatsache der Depolarisation gilt aber auch für rauhe Objekte.

Nehmen wir dann an:

Die Beleuchtungswelle U_{Be1} sei $||$ -polarisiert.

Die Objektwelle, die erzeugt wird sieht dann so aus:

$$\vec{U}_O = U_{O\perp} + U_{O\parallel} \quad (\text{Lassen wir die Phasen ausser acht})$$

Der Streuer erzeugt dann :

$$\sqrt{P_{\perp}} U_{O\perp} + \sqrt{P_{\parallel}} U_{O\parallel} + \sqrt{S_{\perp}} U_{S\perp} + \sqrt{S_{\parallel}} U_{S\parallel}$$

$$\text{mit } P_{\perp} + P_{\parallel} = P$$

die U_S -Terme sind jeweils Mischungen aus $(U_{O\perp}, U_{O\parallel})$

Wir fügen nun noch eine polarisierte Referenzwelle $R_{\parallel} U_{T\parallel}$ dazu und betrachten uns wieder den Kontrast des Streifensystems im Vergleich zu dem skalaren Fall, sowie die Gesamtintensität I_G :

Die Vergleichsgesamtintensität im unpolarisierten Fall ist:

$$I_G = P + S + R, \text{ dies setzen wir gleich 1}$$

dann ist der Streifenkontrast $K = 2P$

Nun zu dem depolarisierten Fall:

a. ohne Polfilter, mit polarisierter Referenzwelle:

$$I_{G1} = I_G, \quad K_1 = 2P_{\parallel} < 2P \quad (\text{Das Ergebnis ist also schlechter})$$

b. mit Polfilter, mit polarisierter Referenzwelle:

$$I_{G2} < I_G, \quad \text{aber } K_2 \hat{=} K \quad (\text{Man hat nur einen Lichtverlust zu verkraften})$$

c. ohne Polfilter, mit unpolarisierter Referenzwelle

$$I_{G3} = I_G, \quad K_3 = K \quad (\text{Wie im Ausgangsfall, wenn man den Lichtverlust durch den Streuvorgang nicht beruecksichtigt.})$$

2.3.9. Skalingeinflüsse

Der Begriff "Skaling" beschäftigt sich mit dem, was geschieht, wenn man in einem System die Parameter ändert, z.B. vom Labor ins Freie geht.

Welche Parameter traten nun bei uns auf?

1. Parameter des Senders:

- a. Wellenlänge λ und spektrale Bandbreite
- b. geometrisches Aussehen der Quelle
- c. abgegebene Lichtleistung Φ_e bzw. Strahlstärke I_e
- d. Sende- bzw. Pulsdauer t_p
- e. Pulswiederholfrequenz $1/t_r$
- f. Polarisation der Strahlung

2. Parameter des Objekts:

- a. Rauheit der Oberfläche
- b. geometrische Objektausdehnung
- c. Eigengeschwindigkeit des Objekts
- d. Reflexions- und Transmissionsgrad des Objekts
- e. Entfernung Objekt-Empfänger l_{opt}

3. Parameter des Streumediums

- a. Streuteilchendichte
- b. Ausdehnung und Ort des Streuvolumens in z-Richtung
- c. Streuteilchengrößenverteilung
- d. Streuteilchengeschwindigkeitsverteilung
- e. komplexer Brechungsindex der Streuteilchen

4. Parameter des Empfängers

- a. spatiale Auflösung
- b. zeitliche Auflösung bzw. Belichtungszeit t
- c. Bildfeldgröße $H \times V$
- d. Abbildungsmaßstab M
- e. relative Blendenöffnung k
- f. Bildverarbeitungszeit

Will man nun in einem realistischen Fall die Aufgabe lösen, ein Objekt durch ein Streumedium hindurch zu beobachten, so sind etliche dieser Parameter sozusagen naturgegeben (2a-e, 3a-f) und andere sind in Grenzen frei wählbar (1-a-f, 4a-f).

Blickt man über die vorausgegangenen Seiten, so wird man feststellen, daß fast alle Parametereinflüsse, zumindest qualitativ, aufgegriffen wurden. Bis auf einen: die absolute Entfernung Objekt-Empfänger

Dies soll nun noch nachgeholt werden.

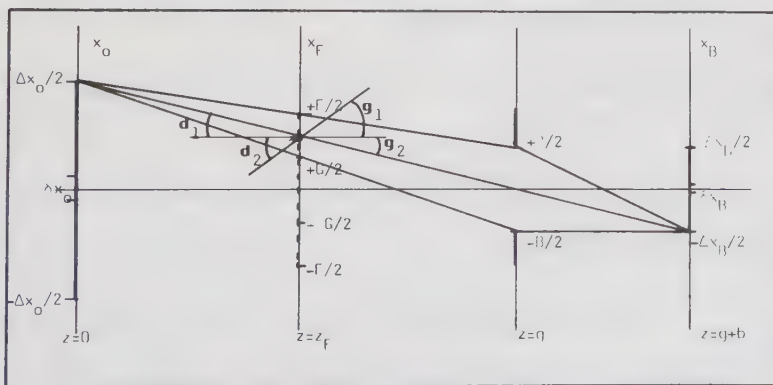
Nimmt man an, daß Objekte, die einen großen Abstand von Empfänger haben, normalerweise größer sind als solche, die man aus näherer Entfernung betrachtet, so wirkt sich das natürlich wesentlich auf den am Objekt notwendigen Strahlungsfluß aus:

$$\Phi_e = E_e F_{\text{Objekt}} [W] \quad (2-86)$$

mit: E_e = Bestrahlungsstärke, wird im wesentlichen durch die Blende k und der vom Empfänger geforderten Bestrahlungsstärke bestimmt,
 F = Fläche des Objekts

Diese Tatsache ist aber trivial.

Aber noch etwas anderes ändert sich: unsere Streustrahlungsgrenzen, die schließlich für das S/R-Verhältnis auf dem Target von ausschlaggebender Bedeutung sind. Die Figur 2-36 soll veranschaulichen, welche Größen wichtig sind.



FIGUR 2-36: Zu den geometrischen Einflüssen des Abbildungsstrahlengangs

Mit einfachen Worten bedeutet das:

Bei der Schwächung des Lichts wirkt nur der Nebel, der sich im optischen Abbildungsgang des betreffenden Objektpunktes befindet. Im Bildfeld trifft aber den, zu diesem Objektpunkt gehörenden Bildpunkt nicht nur das geschwächte Objektlicht, sondern auch Streulicht, welches an anderen Orten im Nebel erzeugt wurde. Welche Bereiche hier dann mitspielen, hängt stark von der Geometrie ab, was die Figur veranschaulichen sollte.

Zu dieser Figur noch folgende Begriffserklärung:

Δx_o = Objektbreite

Δx_B = Bildbreite

B = Aperturweite

f = Brennweite

k = Blende

g = Gegenstandsweite

b = Bildweite

M = Abbildungsmaßstab

z_F = Entfernung Objekt-Nebel

x_F = x-Koordinate in Nebelebene

F/2 = Schnittpunkt (äußerer Randstrahl der Abbildung, Nebelebene)

G/2 = Schnittpunkt (innerer Randstrahl der Abbildung, Nebelebene)

F = wirksame Nebelbreite

e = maximaler unschädlicher Streuwinkel

d = Einfallswinkel

g = Ausfallswinkel

δx_o = Auflösungs Grenze (Objektseitig)

δx_B = Auflösungs Grenze (Bildseitig)

Befindet sich also der Nebel an der Stelle $z=z_F$, so ist die wirksame Nebelbreite F gegeben durch:

$$F = [\Delta x_o - z_F/g (\Delta x_o - B)] \quad (2-87)$$

Die Hilfgroesse G ist dann:

$$G = [\Delta x_o - z_F/g (\Delta x_o + B)] \quad (2-88)$$

Im allgemeinen Fall ist $\Delta x_o \geq B$ und damit $F \geq B$ und $F \geq G$. Die x_F -Ebene wird daher in drei Bereiche unterteilt:

$$F/2 \geq x_F > G/2, \quad G/2 \geq x_F \geq -G/2, \quad -G/2 > x_F \geq -F/2$$

Die maximalen Ausfallswinkel berechnen sich in den Bereichen dann so:
D.h. Licht, das unter diesen Winkeln gestreut wird, erreicht noch das Bildfeld.

a. $F/2 \geq x_F > G/2$

$$\operatorname{tg} g_1 = (B/2 - x_F)/(g - z_F), \quad \operatorname{tg} g_2 = (\Delta x_0/2 - x_F)/(g - z_F) \quad (2-89)$$

An der Stelle $x_F = F/2$ ist $g_1 = g_2 =$ Einfallswinkel d_1 , d.h. in der Bildebene wird nur das ungestreute Licht wirksam, das gestreute Licht wird entweder von der Blende abgeblockt oder gelangt nicht aufs Bildfeld.

b. $-G/2 > x_F \geq -F/2$

Hier treten die Winkel vertauscht wie oben auf.

$$\operatorname{tg} g_1 = (\Delta x_0 + x_F)/(g - z_F), \quad \operatorname{tg} g_2 = (B/2 + x_F)/(g - z_F) \quad (2-90)$$

c. $G/2 \geq x_F \geq -G/2$

$$\operatorname{tg} g_1 = (B/2 - x_F)/(g - z_F), \quad \operatorname{tg} g_2 = (B/2 + x_F)/(g - z_F) \quad (2-91)$$

Der unschädliche maximale Streuwinkel e von der Einfallsrichtung wird durch folgende Beziehung gegeben:

$$e = \frac{\lambda_0}{2z_F} \frac{k}{M} \quad (2-92)$$

mit $\operatorname{tg} e \approx e$

Falls $g = z_F$ ist gelten folgende Beziehungen:

$$B/2 \geq x_F \geq -B/2$$

$$\operatorname{tg} g_1 = (\Delta x_B/2 - x_F)/b, \quad \operatorname{tg} g_2 = (\Delta x_B/2 + x_F)/b \quad (2-93)$$

$$e = \Delta x_B/2b \quad (2-94)$$

Falls wir es auch mit rauen Objekten zu tun haben, treten auch noch verschiedene Einfallswinkel d_1 und d_2 auf:

$$\operatorname{tg} d_1 = (\Delta x_0 / 2 - x_F) / z_F, \quad \operatorname{tg} d_2 = (\Delta x_0 / 2 + x_F) / z_F \quad (2-95)$$

Falls es sich nicht um einen Lambertstrahler handelt, sind diese Einfallswinkel noch mit ihrer relativen Häufigkeit zu gewichten.

Die wirksamen Streuwinkel s liegen in den Bereichen:

$$d_1 + g_1 \leq s \leq d_1 - g_2$$

$$d_2 - g_1 \leq s \leq d_2 + g_2 \quad (2-96)$$

Zum Schluss noch zwei einfache Zahlenbeispiele:

1. $\Delta x_B = 16 \text{ mm}$, $\Delta x_0 = 1,6 \text{ m}$, $M = 1/100$

$g = 10 \text{ m}$, $b = 10 \text{ cm}$, $f = 99 \text{ mm}$

$k = 48,5$

$\delta x_B = 0,025 \text{ mm}$, $\delta x_0 = 2,5 \text{ mm}$

$z_F = g/2$

$F \approx \Delta x_0 / 2 \approx G$

$B = 2 \text{ mm}$

→→→→ $g_1|_{x_F=0} = 41''$

$e = 52''$

$d_1 = d_2 = 13^0 29' 45''$

2. $\Delta x_B = 16 \text{ mm}$, $\Delta x_0 = 16 \text{ mm}$, $M = 1$

$g = b = 800 \text{ mm}$, $f = g/2$

$k = 48,5$

$\delta x_B = 0,025 \text{ mm} = \delta x_0$

$z_F = g/2$

$F = 12 \text{ mm}$, $G = 4 \text{ mm}$

$B = 8,2 \text{ mm}$

→→→→→→ $g_{\max} = 34' 23''$, $e = 6''$, $d_{\max} = 2^0 16''$

2.4. Vergleich der Methoden (2.Teil, Fortsetzung von 2.2.)

Bei der Fortsetzung der Tabelle von Kapitel 2.2. gelten wieder die selben Bewertungskriterien und -stufen: ++ , + , 0 , - , --

Bei der Bewertung wurde nicht nur versucht die Methoden relativ zueinander zu unterscheiden, sie sollten auch einen gewisse absolute Aussagekraft haben. Dies erklärt, warum teilweise die Bewertungen für alle Verfahren einheitlich schlecht ausfallen.

Daß der Versuch der absoluten Bewertung problematisch ist, sei nicht verschwiegen, denn es gibt eigentlich kein rechtes Urmaß, an welchem sich die Verfahren absolut messen lassen würden. Die Bewertung erfolgt deshalb nach der zugegebenermaßen nur subjektiv abschätzbaren Handhabbarkeit und Anwendbarkeit.

	Holografie		Selbstmodulation
	off- axis	on-axis	
Kohärenz der Beleuchtung	spatial: nein (++) spektral: ja (0)	spatial: nein (++) spektral: ja (+)	spatial:nein (++) spektral : ja (+)
Objektbeschaffenheit	Transparent : (+) Rauh : (-)	Transparent: (0) Rauh (-)	Transparent:rauh(++) plan (--) Rauh (+)
Objekt-Empfänger-Abstand	interferometrisch genau (-)	interferometrisch genau (-)	"specklelängengenau" (0)
Zeitkonstante Dichteschwankungen	Nicht kompensierbar (-)	nicht kompensierbar (-)	nicht kompensierbar (-)
Geschwindigkeitsverteilung der Streuer	S/R-Verschlechterung (0)	S/R-Verschlechterung (0)	S/R-Verschlechterung (0)
Mehrfachstreuung	wie vor (0)	wie vor (0)	wie vor (0)
Hin- und Rückweg durch den Nebel	Hohe Lichtverluste, da zur Beleuchtung nur noch das kohärent gebliebene Beleuchtungslicht verwendet werden kann. Je nach der Geometrie des Aufbaus auch noch Belastung des Dynamischen Bereichs. (--)		
Streumediumdurchdringung (rel.Wertung aus der Theorie)	(+)	(+)	(0)

TABELLE 2.4.

Inkohärente Verfahren		Scanningverfahren	
Trägerfrequenz	Pos/Negativ-Wechsel	mit Referenzwelle	ohne Referenzwelle
entfällt, daher (++)	entfällt, daher (++)	spatial: nein(++) spektral: ja (0)	entfällt, daher (++)
Transparent: (+) Rauh (0)	(transparent (++) Rauh (0) Hell-Dunkel-Gleichverteilung notwendig (-)	Transparent (0) Rauh (-)	Transparent (++) Rauh(+)
fotografisch genau: (+)	fotografisch genau(+)	interferometrisch (-)	fotografisch genau
nicht kompensierbar (-)	nicht kompensierbar (-)	nicht kompensierbar (-)	nicht kompensierbar (-)
keinen Einfluß (++)	keinen Einfluß (++)	S/R-Verschlechterung (0)	keinen Einfluß (+)
keinen Einfluß (++)	keinen Einfluß (++)	wie Holografie (0)	keinen Einfluß (++)
Ebenfalls Lichtverlust, jedoch auf Hinweg gestreutes Licht noch zur Beleuchtung verwendbar. (-)		nicht ganz so empfindlich (-)	nicht ganz so empfindlich (-)
(-)	(-)	((++)) Experimentell nicht überprüft!	((++))

3. Experimentelle Arbeiten

Die experimentellen Arbeiten bauten auf dem Stand auf, wie er mit Abschluß der Diplomarbeit IFA61 im November 1975 anzutreffen war. Dieser Stand war, daß mit einer vorhandenen Industrie-TV-Anlage und einer Nebelsimulation mit Hilfe einer Schaumstoffscheibe gezeigt worden war, daß das Prinzip auch in Echtzeit realisierbar ist. Die Stoßrichtung war nun zunächst die Methode praxisnäher zu machen und die Qualität zu verbessern. Das Konzept, die off-axis Holografie wurde dabei unverändert gelassen. Erst zu einem weitaus späteren Zeitpunkt kam dann die Erweiterung in Richtung der on-axis Holografie und der anderen oben genannten Methoden. Dieser zeitliche Ablauf der Ereignisse schlägt sich auch in der Geräteausrüstung nieder, die eben im wesentlichen auf die off-axis Holografie ausgerichtet war. Die anderen Methoden wurden mehr oder weniger improvisiert mit den eben vorhandenen Geräten durchgeführt. Die Methode des Synchronscanners konnte überhaupt nicht experimentell angegangen werden, da es bei uns am Lehrstuhl keine Geräte dafür gab und die Idee auch erst sehr spät aufkam.

Vor den eigentlichen Experimenten standen einige vorbereitende Arbeiten, die aber für sich allein auch schon genügend Gewicht haben, um sie nicht übergehen zu können.

3.1. Vorbereitende Arbeiten und Messungen

3.1.1. Off-axis Hologramme mit der Siemenskamera mit und ohne Einseitenbandeingriff

Die Theorie und die fotografischen Experimente dazu findet man in IOA51,(A1.2.) dargelegt. Mit demselben optischen Aufbau, jedoch nun mit einer Fernsehkamera statt einem Fotoapparat in der Hologrammebene wurden diese Experimente wiederholt.

Als erstes wurde die Qualität der Siemenskamera untersucht. Die Ortsauflösung dieses Systems ist exakt doppelt so gut wie unsere bisherigen Systeme. Als Testobjekt wurde ein 3-Balken-Testobjekt verwendet. Bild 3-1 zeigt dieses Testobjekt, kohärent abgebildet und aufgenommen vom Monitor der TV-Anlage. Die Ausschnittsvergrößerung (Bild 3-2) dient uns als Referenzbild bei den

nachfolgenden Untersuchungen. Zum Testbild ist zu bemerken, daß die Balken nummeriert von 0-1,0-2,, . . ,0-6,1-1,, . . 1-6,, . . usw sind. Der Sprung von 0-1 zu 1-1 stellt eine Verdoppelung der Ortsauflösung dar. Die Auflösungsgrenze hier wird durch die Balkengruppe 4-1 gekennzeichnet.

Anschließend wurden Hologramme und bandbegrenzte normale optische Abbildungen aufgenommen. Den Prinzipaufbau zeigt Figur 3-1.

Zunächst konventionelle Zweiseitenbandfotografie und Holografie:

Gezeigt werden jeweils die zu Bild 3-2 korrespondierenden Ausschnittsvergrößerungen. Bild 3-3 zeigt die normale optische Abbildung, Bild 3-4 das rekonstruierte Hologramm. Die Bandbegrenzung im optischen Kanal wurde so gewählt, daß eine off-axis Hologrammaufnahme mit einer 625-Zeilen-Anlage simuliert wurde. Aus diesem Grund liegt die Auflösungsgrenze bei der Balkengruppe von 2-3.

Als nächstes wurden die gleichen Objekte im Einseitenbandverfahren aufgenommen. Das Bild 3-5 zeigt wieder die optische Abbildung und das Bild 3-6 das rekonstruierte Hologramm. Auflösungsgrenze stieg dabei aufgrund des Einseitenbandeingriffs von der Balkengruppe 2-3 auf die Balkengruppe 3-2 an. Dies bedeutet in etwa die Verdopplung der übertragenen Bandbreite bei Beibehaltung der Übertragungsbandbreite.

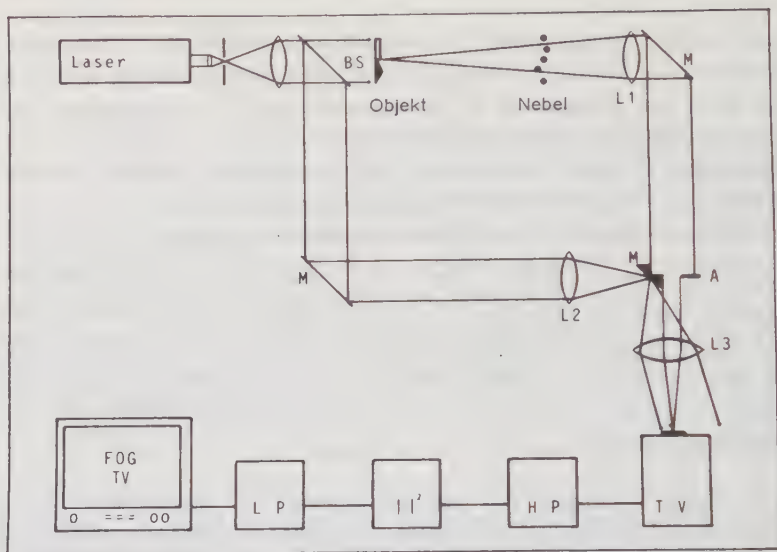
3.1.2. Aufnahme von on-axis Hologrammen ohne Störung

Hier wurden zunächst on-axis Hologramme aufgenommen, ohne daß hierbei die Aufnahme und Rekonstruktion durch Nebeneinflüsse gestört wurde. Die Aufnahme selbst mußte aus apparatetechnischen Gründen anders ausgeführt werden, als in Kapitel 2.1.2. beschrieben. Den Aufbau zeigt Figur 3-2.

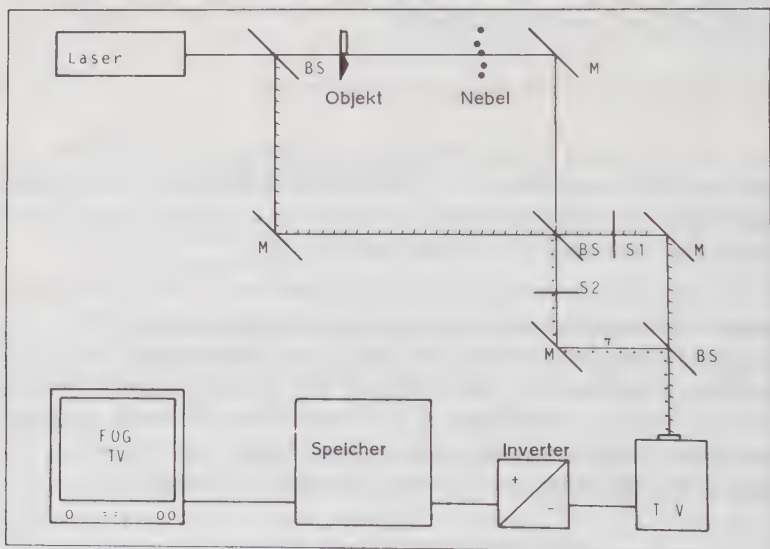
Da wir keine zwei synchronisierbaren Kameras und auch keinen Echtzeitspeicher hatten, der gleichzeitig lesen und schreiben konnte, behelfen wir uns so:

Die Kamera nahm bei geöffnetem Verschuß S1 und geschlossenem Verschuß S2 das erste Hologramm auf. Dies wurde in den Speicher eingeschrieben. Wir schlossen sodann S1 und öffneten S2. Die Kamera nahm das zweite Hologramm auf. Dieses wurde durch einen elektronischen Inverter geführt und zu dem gespeicherten Bild addiert. Wir erreichten damit eine Pseudosubtraktion:

$$I_{\text{out}} = I_1 + (1-I_2) = 1 + (I_1 - I_2) \quad (3-1)$$



FIGUR 3-1: Schemaaufbau für die Aufnahme und Rekonstruktion eines off-axis Echtzeithologramms



FIGUR 3-2: Schemaaufbau für die Aufnahme und Rekonstruktion eines on-axis Bildebenen-hologramms

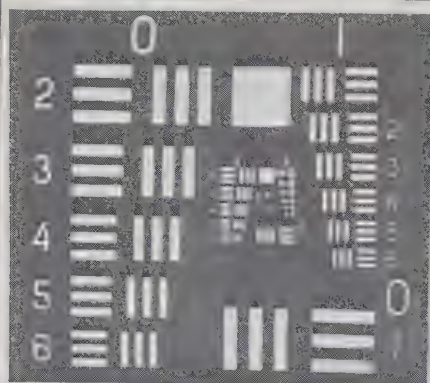


BILD 3-1: Original Testobjekt

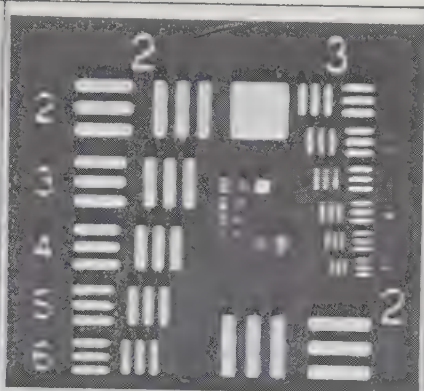


BILD 3-2: Ausschnittsvergrößerung von Bild 3-1

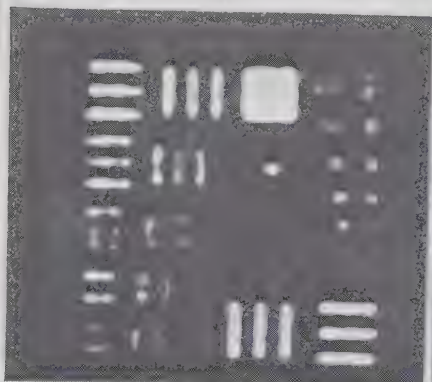


BILD 3-3: Doppelseitenbandabbildung (625-Zeilen-TV simuliert)

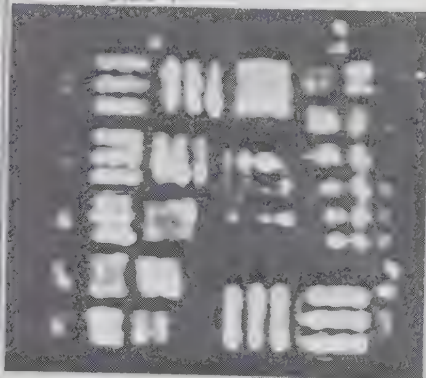


BILD 3-4: Doppelseitenbandhologramm (Analog Bild 3-3)

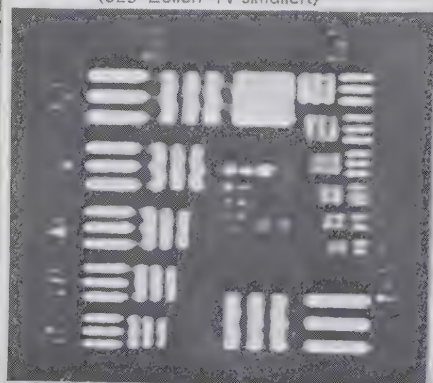


BILD 3-5: Digitale Bandabbildung (zu Bild 3-3 korrespondierend)

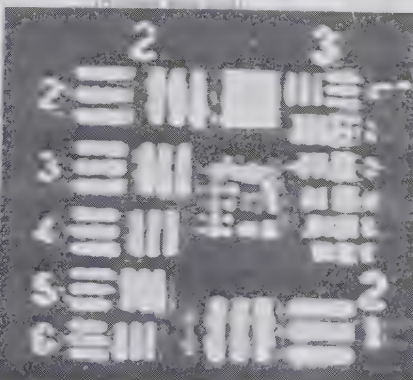


BILD 3-6: Einseitenbandhologramm (zu Bild 3-4 korrespondierend)

Bild 3-7 zeigt ein solches so gewonnenes on-axis Hologramm.

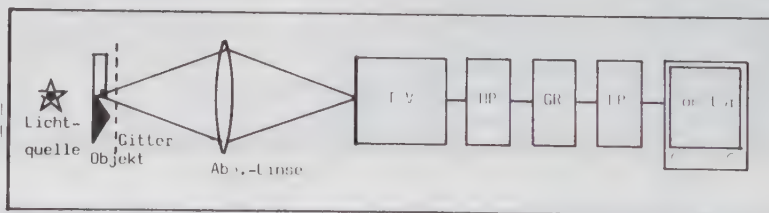
Die Ergebnisse aus 3.1.2. und 3.1.1. sind hinsichtlich der Auflösung nicht direkt vergleichbar, da die Abbildungsmaßstäbe anders sind.

3.1.3. Rauhe Objekte

Statt der bisher verwendeten Transmissionsobjekte sollten auch raue Objekte untersucht werden. Der Holografieaufbau ist im Prinzip derselbe, jedoch erfolgt nun die Objektbeleuchtung von schräg vorne. Bild 3-8 zeigt die kohärente Abbildung eines rauhen Objekts mit dem dafür typischen Specklemuster. Das Bild 3-9 zeigt ein rekonstruiertes Hologramm. Das Bild 3-10 zeigt nun eine hochpaßgefilterte Abbildung eines rauhen Objekts. Wie man feststellt gibt es keinen wesentlichen Unterschied zum Bild 3-9. Diese Tatsache macht man sich dann bei den Selbstmodulationsexperimenten zu nutze

3.1.4. Inkohärente Methoden

Den Prinzipaufbau für die Trägerfrequenzabbildung zeigt Figur 3-3. Die hochpaßgefilterte Objektrekonstruktion zeigt das Bild 3-11.



FIGUR 3-3: Aufnahme und Weiterverarbeitung einer Trägerfrequenzabbildung

Zum Vergleich zeigt das Bild 3-12 ein Ergebnis das durch Positiv-Negativ-Austausch entstanden ist. Dabei geht man so vor:

Man nimmt ein Bild durch die Fernsehkamera auf und speichert dies ab.

Dann tauscht man das Bild gegen sein Negativ aus, nimmt es wiederum durch die Fernsehkamera auf, schickt es durch einen Inverter und addiert es zu dem gespeicherten Bild.

Da sich die beiden Operationen (Positiv-Negativ-Tausch, Invertierung) aufheben, erscheint beim Auslesen das Originalbild wieder. (Simulation der on-axis Holografie)

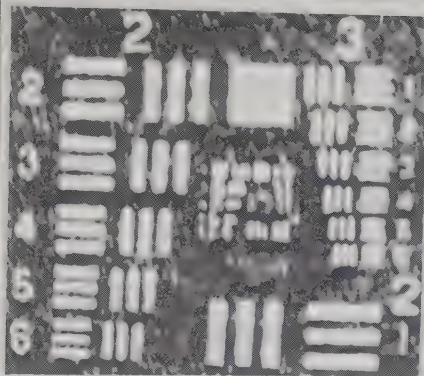


BILD 3-7: On-axis-Hologramm ohne Störung

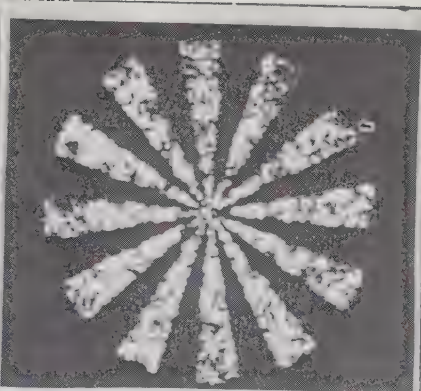


BILD 3-8: Abbildung eines rauen Objekts

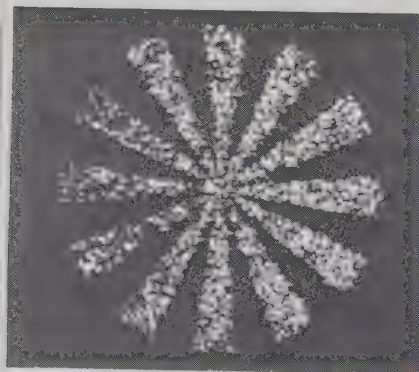


BILD 3-9: Hologramm eines rauen Objekts

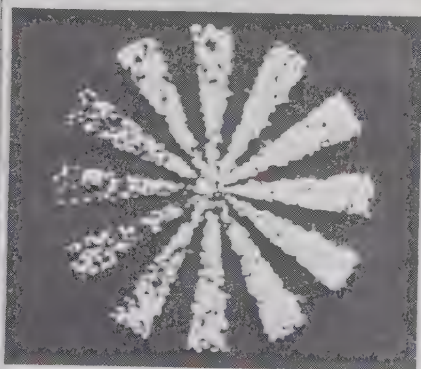


BILD 3-10: Rauhes Objekt hochpassgefiltert

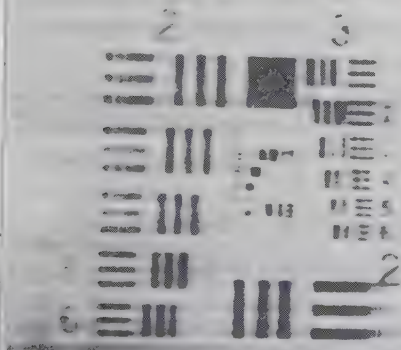


BILD 3-11: Inkohärente Trägerfrequenzabbildung ohne Störung

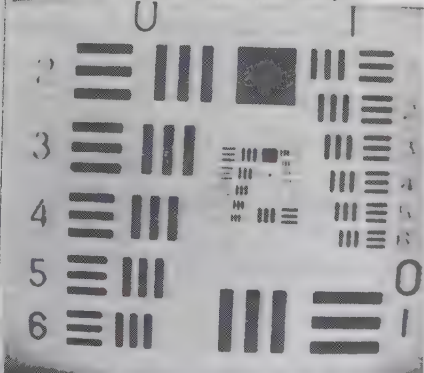


BILD 3-12: Bild durch Positiv-Negativ-Wechsel erzeugt

3.1.5. Messungen der verwendeten Nebelarten

Bei den Experimenten wurden drei verschiedene Arten von Nebel verwendet:

- a. "Leichter Nebel": Diese Nebelsimulation bestand aus 1-2 Lage von Tissuepapier (Kleenex, Tempo, etc.).
- b. "Schwerer Nebel": Hier wurde zur Nebelsimulation eine 4-5mm starke, weiße Schaumstoffscheibe verwendet.
- c. "Echter Nebel": Diese Nebelart wurde durch Einbringen von Trockeneis (CO_2 -fest) in warmes Wasser hergestellt.

Für die Nebelarten a+b galt: dünne Schichten, homogene Verteilung, konvektive Bewegung durch Motorantrieb.

Messungen ergaben folgende Werte:

1. Totale einfallende Lichtintensität I_{tot} / ungestreute Intensität I_{uns}

Leichter Nebel (LN) : 10^3

Schwerer Nebel (SN) : 10^5

2. Totale Intensität I_{tot} / Intensität auf dem Target I_{target}

LN: 46

SN: 377

3. Verhältnis von Streulicht zu ungestreutem Licht auf dem Target:

LN: $I_{\text{sc}}/I_{\text{uns}} = 20$

SN: $I_{\text{sc}}/I_{\text{uns}} = 250$

4. Verhältnis der Polarisationsanteile

LN: $I_{\parallel}/I_{\perp} = 12$

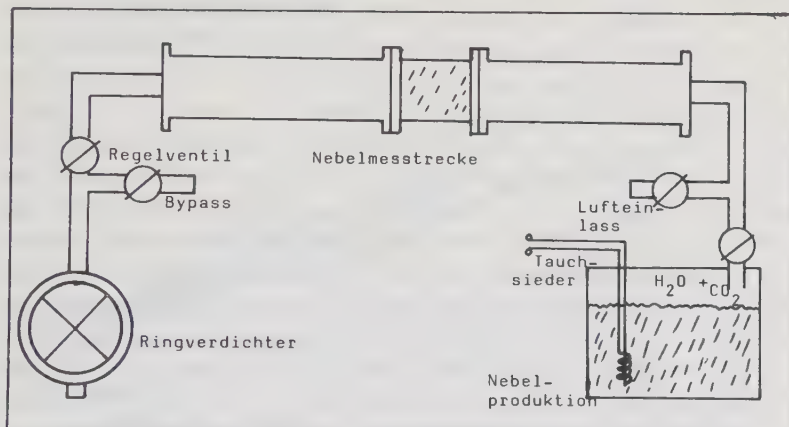
SN: $I_{\parallel}/I_{\perp} = 3$

Das einfallende Licht war "-polarisiert

Die Nebelgeschwindigkeiten beliefen sich auf einige cm/sec.

Nun zur Nebelart c.

Die Darstellung dieses Nebels und seine Strömungsführung zeigt schematisch Figur 3-4.



FIGUR 3-4: Schemaaufbau der Nebelmeßstrecke

Die genaue Konstruktion und die Strömungsprofile findet man im Anhang A4.2.

Des weiteren wurden die mittleren Geschwindigkeiten gemessen, die mit unserem Ringverdichter erreichbar waren. Diese Messungen wurden am Sonderforschungsbereich 80 in Karlsruhe durchgeführt. Ebenso wurde der Entwurf der Nebelmeßstrecke dort gefertigt. Allen dort Beteiligten sei hier nochmals gesondert Dank gesagt.

Das Geschwindigkeitsdiagramm bei den verschiedenen Meßstrecken und Meßstreckenzuständen zeigt die Figur 3-5a.

Die Teilchengrößeverteilung wurde am Institut für Verfahrenstechnik in Karlsruhe durchgeführt, auch hier sei der Dank nicht vergessen. Figur 3-5b zeigt die gemittelte Teilchengrößenverteilung.

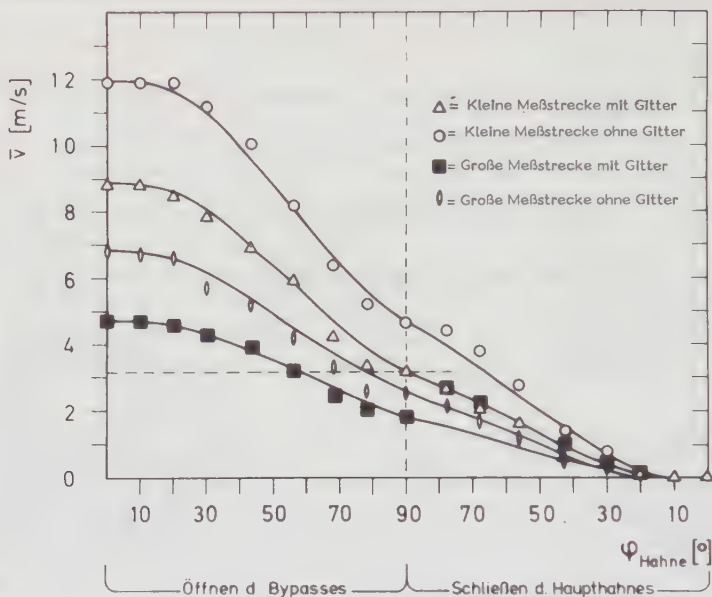
Analytisch lassen sich die Funktionen wie folgt darstellen:

$$\text{Wahrscheinlichkeitsdichte: } p(a) = \frac{1}{8} a e^{-(a/4)^2} \quad (3-2)$$

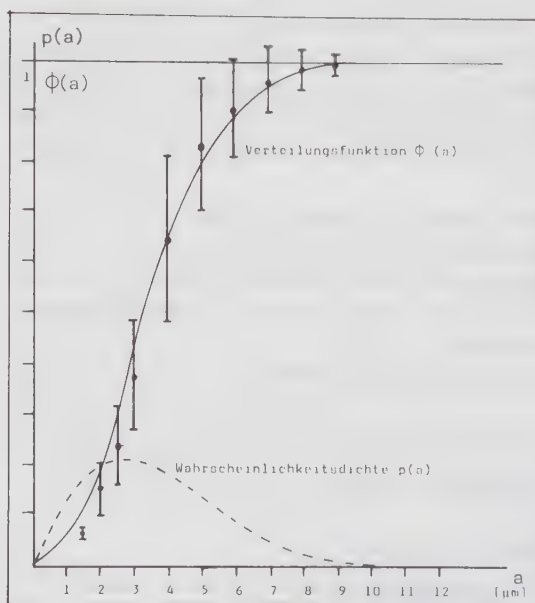
$$\text{Verteilungsfunktion: } \Phi(a) = \int p(a) da = 1 - e^{-(a/4)^2} \quad (3-3)$$

mit: a = Teilchendurchmesser (μm)

Es wurden turbulente Strömungen simuliert.



FIGUR3-5a: Geschwindigkeitsdiagramm der beiden Meßstrecken



FIGUR 3-5b:
Wahrscheinlichkeitsdichte und
Verteilungsfunktion
der Teilchendurchmesser

Die Dichte des Nebels konnte in einem weiten Bereich variiert werden. Aber nun traten hier tatsächlich die Schwierigkeiten auf, wie sie unter 2.3.4.3. schon erwähnt wurden. Da für die Laborexperimente der Platz natürlich beschränkt war, wurden die Maße für die Nebelmeßstrecken so gewählt, daß sie bequem in diesem Laboraufbau Platz fanden. Der Experimentator ging dabei davon aus, daß der Extinktionsfaktor $e^{-D \Delta z_F}$, der die Schwächung des ungestörten Signals beschreibt, durch die Nebelschichtdicke Δz_F und durch die Teilchendichte D bestimmt wird. Was also an Schichtdicke fehlt, kann daher leicht durch die Teilchendichte D wettgemacht werden. Dabei unterschätzte man aber die Tatsache, daß diese Teilchendichte die Art der Streuung (Einfach-, Mehrfach-, diffuse Streuung) bestimmt. Wenn man nun, wie in unserem Fall, Extinktionsfaktoren mit dem "echten" Nebel erreichen will, die denen des "leichten" und "schweren" Nebels entsprechen, so muß man bei dem gegebenen Δz_F von maximal 10 cm die Teilchendichte derartig erhöhen, daß man sich dann im Bereich der diffusen Streuung befindet. Dies hat nun, wie bereits berichtet, zur Folge, daß man entweder so wenig Streulicht auf dem Vidicon hat, daß man sich Nebeldurchdringungstricks schenken kann, oder der Extinktionsfaktor wird so stark, daß das ungestörte Restsignal im Rauschen der TV-Anlage ertrinkt.

3.2. Nebelexperimente

In den meisten Fällen ist es nun nicht mehr nötig viele Worte zu verlieren, denn das meiste ist schon gesagt und gezeigt worden.

3.2.1. Die off-axis Holografieexperimente

3.2.1.1. Mit leichtem Nebel

Der experimentelle Aufbau wird schematisch durch Figur 3-1 gezeigt. Der leichte Nebel bestand aus einer rotierenden Scheibe aus Tissue-Papier mit Eigenschaften, wie sie in 3.1.5. beschrieben sind.

Bild 3-13 zeigt die durch den Nebel gestörte kohärente Abbildung eines Siemenssterns, abfotografiert vom Monitor der TV-Anlage.

Bild 3-14 liefert das rekonstruierte off-axis Echtzeitbildebenehologramm durch den gleichen Nebel.

Das Signal-zu-Störlicht Verhältnis (SSV) auf dem Vidikon betrug hierbei:

$$SSV = 0,05$$

3.2.1.2. Mit schwerem Nebel

Der experimentelle Aufbau ist hierbei der gleiche wie vorher, jedoch wird der Nebel nun durch eine ca. 5mm starke, weiße Schaumstoffscheibe simuliert, deren Eigenschaften ebenfalls in 3.1.5. aufgelistet sind.

Bild 3-15 zeigt wieder die durch den Nebel gestörte, kohärente Abbildung, Bild 3-16 das rekonstruierte Hologramm.

Die SSV-Zahl betrug hier:

$$SSV = 0.004$$

In beiden Fällen (3.2.1.1. und 3.2.1.2.) war die Streuart Einfach- oder einfache Mehrfachstreuung, die eine sehr ausgeprägte Vorwärtscharakteristik aufwies.

3.2.1.3. Mit echtem Nebel

Hierbei galt es die in 3.1.5. beschriebenen Schwierigkeiten mit der diffusen Streuung zu meistern. Wie dies geschafft wurde, zeigen die Figur 3-6, sowie das Bild 3-19. Die Figur 3-6 stellt den schematischen Aufbau vor (Bild 3-19 zeigt das Foto dazu). Hier wurde nun das Licht, das das Objekt beleuchten sollte, mit einem variablen Strahlteiler aus dem ursprünglichen Beleuchtungslicht herausreflektiert. Mit dem übrigen Licht wurde eine helle Lichtquelle neben dem eigentlichen Objekt simuliert. Das Licht, welches von dort ausging, drang in den Nebel an der gleichen Stelle ein wie das Objektlicht. Diese Lichtquelle war so angebracht, daß sie, wenn kein Nebel herrschte, nicht in das Bildfeld der TV-Kamera abgebildet wurde. Wenn nun aber Nebel im Strahlengang war, so erzeugte dies Licht ebenfalls Streulicht, welches u.a. auch auf das Vidikon gelangte. Da die Anteile von Objektlicht und "Nebenlicht" veränderbar waren, konnten wir auf diese Art und Weise trotz der hohen Teilchendichte starke Vorwärtsstreuung, wie sie bei nicht diffuser Streuung auftreten würde, simulieren. Mit diesem Trick war es also möglich verschiedene "Nebelschichtdicken" vorzugeben. (Achtung: Genau betrachtet sind diese Experimente nur intensitätsmäßig äquivalent)

Damit man sicher war, daß man eine echte Bildverbesserung beobachtete und nicht zufällig nur ein gutes Ergebnis durch ein Nebelloch erhielt, wurde vor der Zufügung der Referenzzelle ein Teil des gestörten Signals aus- und in eine zweite TV-Kamera eingespiegelt. Man sah also simultan auf zwei Bildschirmen sowohl das rekonstruierte Hologramm, als auch das normale, gestörte kohärente Bild des Objekts.

Aus den vielen Variationsmöglichkeiten, die unser Aufbau bot, zeigen Bild 3-17 und 3-18 ein typisches Ereignispaar. Bild 3-17 zeigt das gestörte Bild, Bild 3-18 das rekonstruierte Hologramm.

Zu den Ergebnissen ist weiterhin zu bemerken, daß die Frage der Turbulenz der Nebelströmung keinen (auf dem TV-Monitor) sichtbaren Einfluß auf die Qualität unserer erreichten Bilder hatte.

Durch Abschalten des Ringverdichters, der sonst für die notwendige Teilchenbewegung sorgte, erzielte man für kurze Zeit einen vollständig nichtkonvektiven Strömungszustand. Auch hier zeigte sich anfangs keine sichtbare Qualitätseinbuße.

Diese trat erwartungsgemäß erst dann auf, wenn die Teilchenbewegung zu langsam wurde und daher die Dopplerbedingung nicht mehr erfüllt war.



BILD 3-13: Off-Holografie mit leichtem
Nebel. - Kohärente Abbildung -

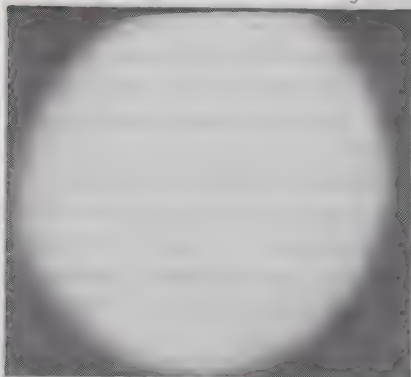


BILD 3-15: Off-Holografie mit schwerem Ne-
bel. - Kohärente Abbildung -

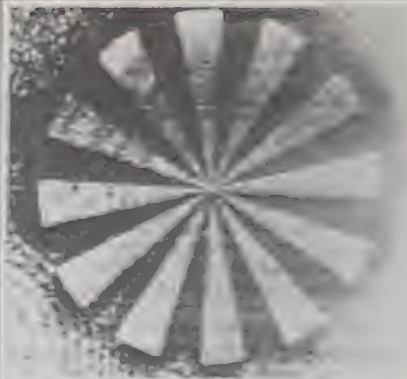


BILD 3-14: Zu Bild 3-13 korrespondierendes
rekonstruiertes Hologramm



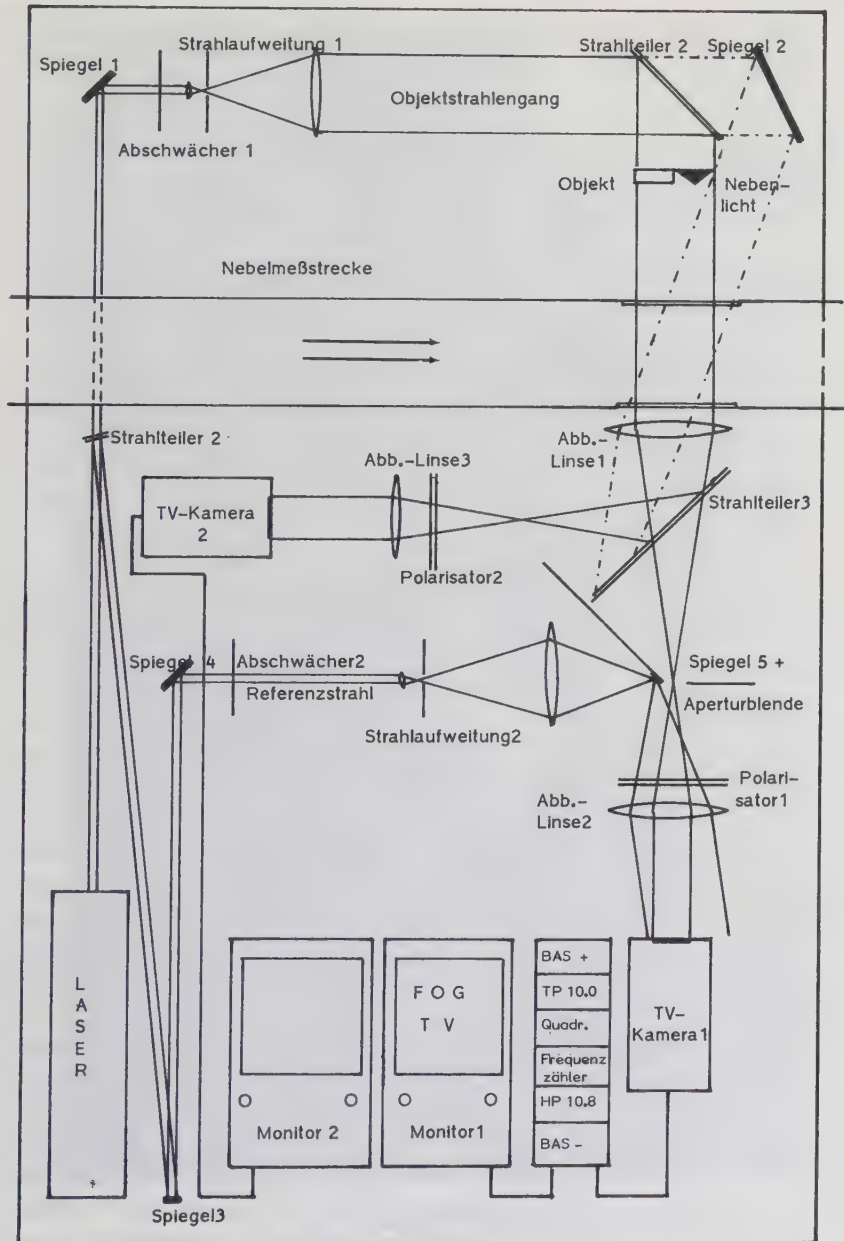
BILD 3-16: Zu Bild 3-15 korrespondierendes
rekonstruiertes Hologramm



BILD 3-17: Off-Holografie mit leichtem Ne-
bel. - Kohärente Abbildung -



BILD 3-18: Zu Bild 3-17 korrespondierendes
rekonstruiertes Hologramm



FIGUR 3-6: Schemaufbau für die Experimente mit echtem Nebel

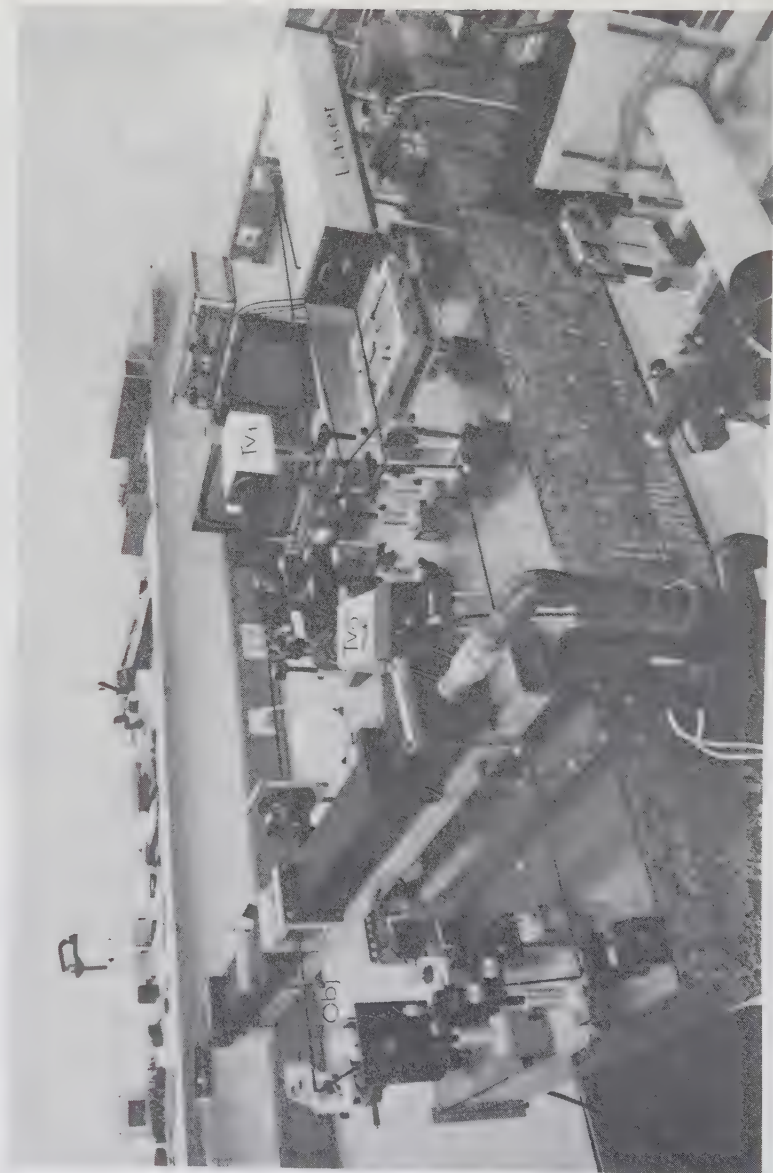


BILD 3-19: Fotografie des experimentellen Aufbaus aus Figur 3-6

3.2.2. Die on-axis Holografieexperimente

Die experimentellen Ergebnisse der on-axis Holografie litten unter zwei Tatsachen:

a) Da der zur Verfügung stehende Bildspeicher nicht gleichzeitig Information einschreiben und auslesen, sowie nur addieren konnte, war die Verarbeitungsgeschwindigkeit durch das dadurch erzwungene "hand made"-Verfahren sehr langsam und es konnte nur eine Pseudosubtraktion (3-1) implementiert werden.

Da dieser Bildspeicher außerdem sonst auch von bescheidener Qualität war, was das Auflösungsvermögen, sowie die Deckungsgleichheit nacheinander eingeschriebener Bilder betraf, wurde die erreichbare Bildqualität nochmals reduziert.

Mit einem Gerät, welches diese Eigentümlichkeiten und Macken nicht hat, sollten also weitaus bessere Ergebnisse möglich sein. Man sollte dazu hauptsächlich an digitale Bildspeicher denken, die hinsichtlich der möglichen Rechenoperationen, des dynamischen Bereichs und der Deckungsgleichheit, ohne Frage für unsere Zwecke besser geeignet sind.

b) Im Gegensatz zur off-axis Holografie, wo die absolute Lage der Interferenzstreifen total unwichtig ist, sowie gewisse Toleranzen bezüglich der Verkipfung der Streifen und der tatsächlichen Trägerfrequenz bestehen, ist man bei der on-axis Holografie hinsichtlich der Referenzstrahleinkopplung absolut festgelegt.

Dies bedeutet, der Winkel zwischen Referenzwelle und optischer Achse muß wirklich identisch null sein, der Referenzstrahlweg muß so abgeglichen sein, daß entweder der Zustand der vollständigen konstruktiven oder destruktiven Interferenz erreicht ist.

Diese Forderung mit denen zur Verfügung stehenden optischen und mechanischen Komponenten zu verwirklichen war nun nicht gerade trivial. Deshalb wurde auch nicht das ganze Bildfeld der TV-Aufnahmeröhre ausgenutzt, sondern nur ca. 20% davon.

Die genannten Unzulänglichkeiten sind auch der Grund dafür, warum wir nur mit unserem leichten Nebel arbeiten konnten und nicht besser als die off-axis Holografie waren. Die erreichte SSV-Zahl war 0,05.

Den schematischen Aufbau zeigte schon Figur 3-2, Fotos vom tatsächlichen Aufbau bietet Bild 3-22.

Die erzielten Ergebnisse zeigen die Bilder 3-20 und 3-21.

Bild 3-20 zeigt wiederum die gestörte konventionelle Abbildung, Bild 3-21 dazu das rekonstruierte on-axis Bildebenenhologramm.

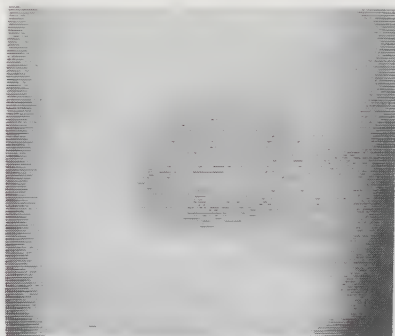


BILD 3-20: On-axis Holografie
- Kohärente Abbildung -



BILD 3-21: Zu Bild 3-20 korrespondierendes
rekonstruiertes Hologramm

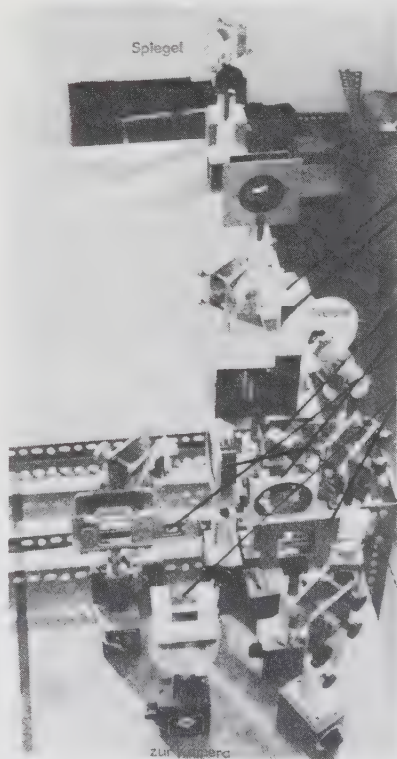


BILD 3-22: Fotografie des experimentellen Aufbaus zu der on-axis Holografie

3.2.3. Selbstmodulationsexperimente

Auch bei dieser Serie von Experimenten konnte nur mit dem leichten Nebel gearbeitet werden.

Diese Tatsache ist auf den ersten Blick enttäuschend, da man sich eigentlich von der Theorie her, d.h. was die SSV-Zahl betrifft, mindestens halb so gute (Kontrast $K_{SM} = P$ statt $K_{Holo} = 2P$) Ergebnisse wie bei der off-axis Holografie erwarten sollte.

Daß dem nicht so ist und man nur Bilder mit einer Nebeldurchdringung halb so gut wie bei der on-axis Holografie erreicht, lag daran, daß der zwangsläufig verwendete, statistische Träger der Objektinformation große Anteile im niedrigen Frequenzbereich besitzt. Dies bedeutet, da man den unteren Frequenzbereich jedoch durch den Hochpaß abtrennt, daß sehr viel ungestreute Objektinformation mit vernichtet wird. Das effektiv verwendbare Signal wird also geringer sein als bei der off-axis Holografie, wo man mit einem deterministischen Träger arbeitet. Ein typisches Ereignispaar zeigen die Bilder 3-23 und 3-24.

Bild 3-23 zeigt, wie schon gewohnt, das gestörte Bild des Objekts ($SSV = 0.1$).

Bild 3-24 das durch Hochpaßfilterung rekonstruierte Objektbild ohne Störeinfluß.

3.2.4. Inkohärente Methoden

Bei den inkohärenten Methoden konnte kein eigentliches Nebelexperiment durchgeführt werden.

Warum dies prinzipiell nicht zu erwarten war wird in den einzelnen Fällen erklärt. Statt des Nebels, dessen Wirkung in nullter Näherung als weißer Untergrund beschreibbar ist, nahmen wir hier eine andere Störinformation zu Hilfe. In beiden Fällen wird dem Testobjekt ein Störbild überlagert. Das Verhältnis Objekt/Störbild konnte verändert werden.

Doch nun zu den Einzelheiten.

3.2.4.1. Trägerfrequenzabbildungsexperimente

Da die Trägerfrequenzabbildung mit der off-axis Holografie verwandt ist, wollen wir sie auch mit dieser vergleichen.

Die off-axis Holografie hatte als bestes Ergebnis eine Nebeldurchdringung mit einem $SSV = 0.004$.

Was kann man also bei der Trägerfrequenzabbildung erwarten?

Die definierte Kontrastzahl ist im Vergleich zur Holografie um den Faktor 4 schlechter (statt $K_{\text{Holo}} = 2P$, $K_{\text{TF}} = P/2$)

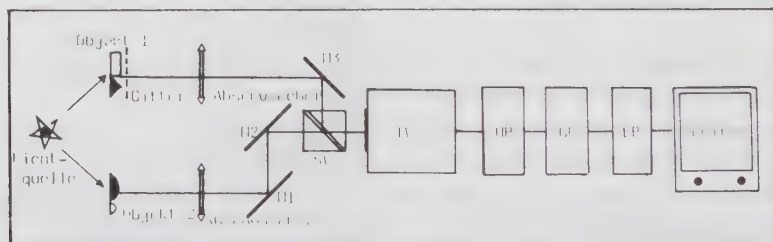
Die Modulationstiefe des inkohärenten Trägers ist um den Faktor 1,4 schlechter, da wir ja im inkohärenten Fall eine höhere Trägerfrequenz bei gleicher erreichter Ortsauflösung benötigen (statt 0,5 bei Holo, 0,36 bei TF)

Parallel dazu sinkt aber der Störabstand um den Faktor 3,6 ab.

Weitere Verluste treten auf, da der Frequenzgang der weiteren elektronischen Bauelemente, wie z.B. Hochpaßfilter, Quadrierer, etc., ebenfalls bei den hohen Frequenzen abfällt. Dies bringt uns einen Faktor zwei bei der Verlustrechnung. Fassen wir diese ganzen Effekte multiplikativ zusammen, so erhalten wir als theoretische Voraussage ein maximal minimales $\text{SSV} = 0.16$.

Da aber, wie wir bei den Selbstmodulationsexperimenten sahen und auch in 2.3.5. vorhersagten, ab einem $\text{SSV} = 0.1$ das Originalbild durch den Nebel nicht mehr so sehr gestört wird, daß wir eine Hilfe benötigten, sieht man also leicht ein, daß mit unseren technischen Möglichkeiten bei echtem Nebel kein Blumentopf mehr zu gewinnen sein würde.

Wir führten deshalb folgendes Experiment aus, dessen Aufbau Figur 3-7 zeigt.



FIGUR 3-7: Aufnahme eines Trägerfrequenzbildes

Wir beleuchten zwei verschiedene Objekte 1 und 2 mit inkohärentem Licht. Objekt 1 wurde zusätzlich mit einem Rechteckgitter multipliziert. Beide Objekte wurden über Strahlteiler vereinigt auf das Target abgebildet. Durch die beiden Abschwächer konnte man das Signal-zuStörlicht Verhältnis einstellen.

Bild 3-25 zeigt das Ergebnis einer Mischung mit einem $\text{SSV} = 0.2$.

Bild 3-26 bietet nun das rekonstruierte Trägerfrequenzbild dar. Das Störlicht ist zwar völlig verschwunden, jedoch ist das resultierende Objekt 1 noch etwas schlech-

ter ., als durch obige Abschätzung zu erwarten war.

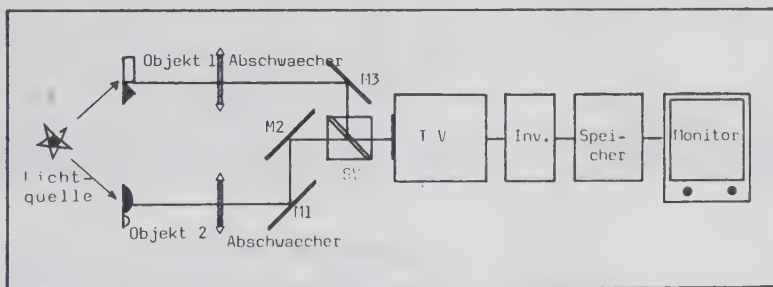
3.2.4.2. Positiv-Negativ-Umschaltungsexperimente

Führen wir auch hier zunächst eine ähnliche Abschätzung der erreichbaren Ergebnisse durch:

Als Referenz dient uns die on-axis Holografie, bei der als bestes Ergebnis ein $SSV = 0,05$ verarbeitet worden war.

Im Vergleich zu der on-axis Holografie ist die Kontrastzahl um den Faktor 4 schlechter (Statt $K_{Holo}=4P$, $K_{PNU}=P$) Da wir mit der gleichen TV-Anlage wie bei der on-axis Holografie arbeiteten ergeben sich hier keine weiteren Ergebnisverschlechterungsgründe. Wir erwarten ein maximal minimales $SSV = 0,2$.

Wie schon unter 3.2.4.1. ausgeführt versuchten wir es deshalb gar nicht erst mit Nebel, sondern führten wir den gleichen Trick wie vorher aus. Den Aufbau zeigt hierzu die Figur 3-8.



FIGUR 3-8: Aufnahme eines Objektes durch Positiv-Negativ-Umschaltung

Zwei Objekte 1 und 2 werden wieder über Teilerspiegel addiert und auf das Vidikon abgebildet. Das Ergebnis wird abgespeichert. Nun tauschen wir das Objekt 1 gegen sein Negativ aus und führen das resultierende Vidikonsignal über einen Inverter und addieren es zu dem Speicherinhalt. Damit sollte das Störsignal 2 wegsubtrahiert sein. Über die Abschwächer wurde wieder ein $SSV = 0,2$ eingestellt. Das gestörte Objektsignal wird in Bild 2-27, das rekonstruierte Objektsignal in Bild 3-28 gezeigt.

Das Ergebnis entspricht den Erwartungen.



BILD 3-23: Selbstmodulation
- Gestörtes Objektbild -



BILD 3-24: Selbstmodulation
- Hochpaßgefilterte Rekonstruktion -



BILD 3-25: Trägerfrequenzabbildung
- Gestörtes Objekt -

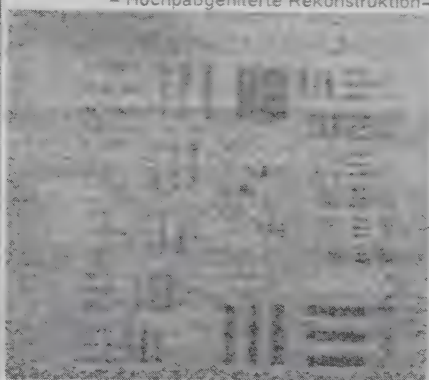


BILD 3-26: Trägerfrequenzabbildung
- Rekonstruiertes Objekt -

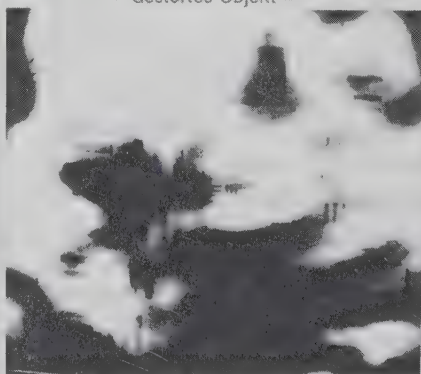


BILD 3-27: Positiv-Negativ-Umschaltung
- Gestörtes Objekt -

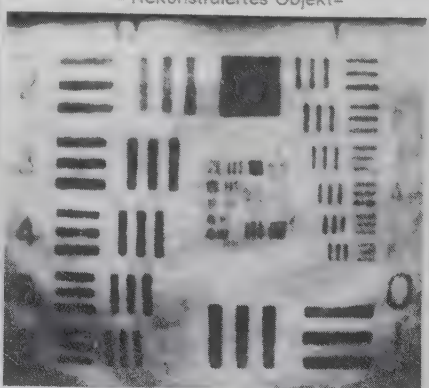


BILD 3-28: Positiv-Negativ-Umschaltung
- Rekonstruiertes Objekt -

3.2.5. Freiluftexperiment

Blickt man über die durchgeführten Experimente, so verbleibt als etwas unangenehmes Gefühl, daß alle Ergebnisse bisher in der wohlbehüteten Umgebung eines Labors gemacht worden waren. Daher entstand der Wunsch, doch auch ein Freiluftexperiment zu wagen. Dem Experimentator war dabei zwar nicht gerade wohl in seiner Haut, denn die optischen Komponenten, die ihm zur Verfügung standen, waren alle auf den Labormaßstab abgestimmt. Wenn man den Schritt ins Freie tat, so mußte man wohl oder übel improvisieren.

Die erste Entscheidung, die gefällt werden mußte, war die:
Welches Verfahren nehmen wir?

Aus Qualitätsgründen schieden zunächst die inkohärenten Verfahren aus. Der zu erwartende „wacklige“ Aufbau verbot dann auch die on-axis Holografie. Für die engere Wahl verblieben dann die off-axis Holografie und die Selbstmodulation.

Da die Anzahl der erforderlichen Komponenten für die Selbstmodulation am Geringsten war, begannen wir damit. Den Aufbau zeigt die Figur 3-9, sowie Bild 3-29. Da aber das Bild 3-29 nicht alle pikanten Einzelheiten zeigen kann, sei die Art des Aufbaus noch etwas ausführlich geschildert:

Wir verließen also unseren 2-Tonnen Granittisch und zogen aus unserem fensterlosen Innenlabor in einen normalen Büroraum mit Blick auf den Institutsgrillplatz. Damit unser Laser und die TV-Anlage über die Fensterbrüstung schauen konnten, legten wir auf die Schreibtische konventioneller Bauart fünf Ytongsteine, die mit einer leicht verzogenen Stahlplatte abgedeckt wurden. Darauf montierten wir den Laser und die TV-Kamera mit Hilfe von Magnetfüßen. Das bestimmteste Bauelement, was die Objektgröße und -entfernung betrifft, war ein Apo-NIKKOR 1:9, f=480mm Objektiv, welches mit Tesaband und zwei Pappröhren zum Teleobjektiv für die TV-Kamera umfunktioniert wurde. In acht Meter Entfernung, am Rande des besagten Grillplatzes, errichteten wir aus Ytongsteinen ein kleines Türmchen, worauf das Objekt seinen Platz fand. Den Nebel erzeugten wir auf bekannte Weise in einer Plexiglaswanne, die vor dem Objektiv auf der Fensterbrüstung stand. Die Nebelbewegung besorgte unser Ringverdichter, eine Art Riesenstaubsauger. Da nachts gearbeitet wurde, beleuchteten wir die Szene zusätzlich mit einer Halogenlampe.

Soviel zum Aufbau, der wohl kaum das Prädikat interferometrisch stabil für sich beanspruchen konnte.

Zunächst wollten wir das Problem ja mit Hilfe der Selbstmodulation angehen. Das Objekt wurde daher auf eine retroreflektierende Perlleinwand gemalt. Leider setzte sich der Trend fort, der schon in den Laborexperimenten zu erkennen war. Mit anderen Worten: Die Ergebnisse waren unbrauchbar.

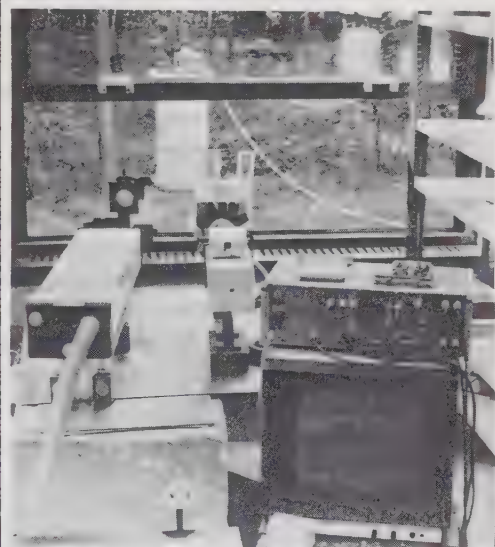
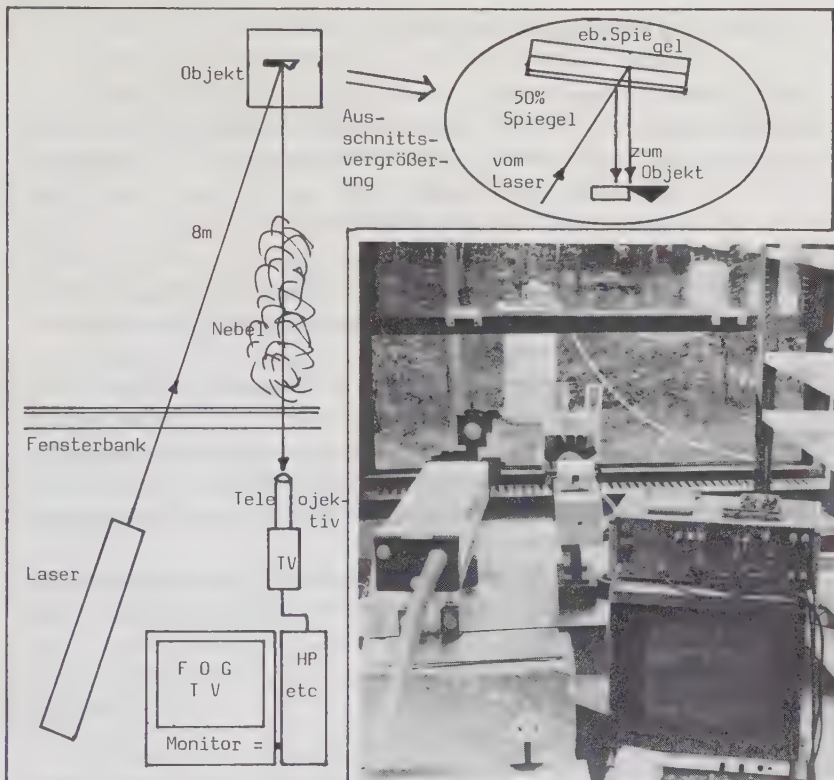
Was blieb, war also die off-axis Holografie, der Urvater all unserer Verfahrensmodifikationen.

Dem Experimentator war klar, daß ein klassischer Interferometeraufbau nicht in Frage kam. Er wandte deshalb folgenden Trick an:

Wir ersetzten das rauhe, retroreflektierende Objekt durch ein Spiegelpaar mit folgendem Aufbau: Die Rückseite war ein ebener Spiegel. In Kontakt zu diesem Spiegel befand sich eine zu 50% verspiegelte Glasplatte mit einer Dicke von 5mm. Beleuchtet man diese Kombination leicht schräg, dann interferieren die Strahlen von Vorder- und Rückseite und bilden ein Streifensystem. In diesem deterministisch selbstinterferierenden Strahlengang stellten wir dann unser beliebtes Testobjekt, den Siemensstern. Mit anderen Worten: Unser Aufbau war eine Mischung aus Selbstmodulations- und off-axis Holografieideen.

Und, voilà, das Experiment hatte Erfolg, wenn auch die Qualität sehr bescheiden ausfiel, wie die Bilder 3-30 und 3-31 zeigen.

Da dieses Experiment zwar gehend gemacht wurde, aber in keinsten Weise optimiert war, wollen wir es damit genug sein lassen und es nicht in der nachfolgenden Wertung der Experimente mit aufführen und in diese einbeziehen.



FIGUR 3-9: Freiluftaufbau
- Prinzipbild -

BILD 3-29: Freiluftaufbau

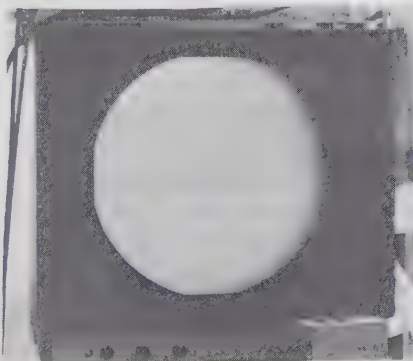


BILD 3-30: Gestörtes Objektbild durch den
Nebel



BILD 3-31: Rekonstruiertes off-axis Hologramm
- Ausschnittsvergrößerung -

3.3. Wertung der experimentellen Ergebnisse

Zunächst wollen wir unsere Verfahren anhand der experimentellen Ergebnisse reihen. Diese Reihung soll dann mit der verglichen werden, wie wir sie aus 2.2. gewinnen konnten. Danach soll noch etwas auf die Experimente eingegangen werden, die nicht durchgeführt wurden, denn die Nichtdurchführung eines Experiments beinhaltet unter Umständen auch ein Ergebnis.

Das Bewertungskriterium ist für unsere Verfahren zunächst die maximal durchdrungene Nebelstärke, wie sie unter unseren örtlichen und technischen Gegebenheiten zu erreichen war:

Auf den ersten Platz kommt demnach die off-axis Holografie, die dann von der on-axis Holografie und der Selbstmodulationsmethode auf den Plätzen gefolgt wird. Danach kommt erst einmal nichts und dann erst kommen die inkohärenten Methoden, wobei die Positiv-Negativ-Umschaltung vor der Trägerfrequenzabbildung liegt. (Das Scanningverfahren konnte experimentell nicht verwirklicht werden, bleibt deshalb ausser Wertung)

Geht man nun nach Kapitel 2.2. zurück und greift sich als Wertungskriterium, die dort angegebene Kontrastzahl K heraus, so erhält man folgende Reihung:

On-axis Holografie
Off-axis Holografie
Selbstmodulation
Positiv-Negativ-Umschaltung
Trägerfrequenzverfahren

Wie man sieht, entspricht die Reihung, die man so erhält, bis auf die Plätze eins und zwei, dem experimentellen Ergebnis. Der Tausch der Plätze eins und zwei ist aber aufgrund der verschiedenen Ausrüstungsstandards bei den verfügbaren Geräten plausibel.

Bei dieser Wertung darf man aber nun eines nicht vergessen:

Sie sagt nur etwas über die relative Wertung der Verfahren zueinander unter den gegebenen "idealen" Laborbedingungen aus.

Zur Erinnerung seien dazu diese Laborbedingungen noch einmal genannt:

1. Kleines Objektfeld, Abbildungsmaßstab 1/2, kurze Wege
2. Transparente Nur-Amplitudenobjekte (außer Selbstmodulation)
3. Nur einmalige Nebeldurchdringung notwendig

4. Aufbau interferometrisch stabil, keine Objektbewegungen
5. Bekannte Objektentfernung, optimale Referenzstrahlanpassung

Damit soll zum Ausdruck gebracht werden, daß unter anderen Gegebenheiten die Reihung der Verfahren nicht unbedingt die gleiche sein muß.

Nun zu den nicht durchgeführten Experimenten.

Darunter befinden sich unter anderem solche:

1. Holografie eines rauen Objekts durch Nebel
2. Beleuchtungs- und rückkehrende Objektwelle durch den Nebel
3. Objekt- und Referenzwelle durch den Nebel
4. Beleuchtungs-, Objekt- und Referenzwelle durch den Nebel

Des weiteren könnte man noch mit der Objektbewegung, mit der Referenzstrahlanpassung, mit der Streuerart (Chemienebel, Staub, trübes Wasser, etc.), mit der Empfängerbelichtungszeit und mit der Beleuchtungsquelle spielen.

Wenn man also die Zahl der durchgeführten mit der Zahl der nicht durchgeführten Experimente vergleicht, ist sicher mancher Leser geneigt leicht boshaft zu fragen, "Was hat der denn während der ganzen Zeit überhaupt gemacht?"

Auch wenn diese Frage niemand stellen sollte, soll doch kurz dazu Stellung genommen werden:

zu 1., 3., 4.: Schon bei unseren Experimenten schöpften wir das Leistungsangebot unseres Lasers von ca. 500 mW voll aus. Da alle diese Experimente aber noch größere Laserleistungen verlangt hätten, verboten sie sich von selbst.

zu 2.: Dieses Experiment, welches gerade bei kooperativen Objekten von Nutzen sein kann (automatische Referenzstrahlanpassung und -abgleich), wurde nicht durchgeführt, weil hier schon ein Experiment von Shuman existiert, welches die prinzipielle Möglichkeit einer solchen Vorgehensweise bestätigt.

Die anderen Möglichkeiten konnten und können entweder durch einfache Überlegung auf dem Papier abgehakt werden, oder es existierten für eine praktische Durchführung die Geräte nicht.

4. Resümee

Nachdem wir auf den vorhergehenden Seiten versuchten theoretisch und praktisch eine Antwort auf die in 1.2.4. gestellten Fragen zu finden, ist es nun höchste Zeit auch die in der Figur 1-6 dargestellte Kardinalfrage zu beantworten, die da lautete: "Sind unsere Verfahren nun lediglich Papiererfindungen oder kann man sie unter Umständen auch erfolgreich in der Praxis einsetzen?"

Bevor wir uns an einer Antwort versuchen, soll eine ganz triviale Tatsache in Erinnerung gebracht werden. Diese Aussage lautet kurz und bündig: "was weg ist, ist weg!" Dieser ziemlich naßforsche Satz soll verdeutlichen, daß es unser Generalproblem war und ist, daß Information durch den Streuvorgang vernichtet wird. Da wir aber nicht im Detail, sondern nur summarisch wissen, was dieser Information zustößt, wäre es unbillig zu fordern, eben diese Informationsvernichtung wieder im Detail rückgängig machen zu können. Falls man aber trotzdem in der Literatur auf solche Wundertaten stößt, so kann man sicher sein, daß entweder verkappt apriori-Information mit verarbeitet worden ist oder man einem glücklichen Ergebnis mathematischer Alchemie begegnet.

Legt man nun unter Berücksichtigung dieses Vorspanns einen absoluten Maßstab an, so wird ein Optimist antworten: "Ja, es gibt Fälle des täglichen Gebrauchs, wo man unsere Verfahren sinnvoll einsetzen kann." Dies wird besonders dann gelten, wo ähnliche kontrollierte und zu kontrollierende Verhältnisse wie in einem Labor vorliegen, wo man mit Objekten arbeitet, die von sich aus kooperativ sind oder gemacht werden können. Dagegen werden Menschen mit pessimistischer Grundeinstellung leicht in die Versuchung kommen zu behaupten, daß wir es hier mit einem weiteren Beispiel für das Radio-Eriwan-Syndrom der Wissenschaften zu tun haben: "Im Prinzip ja, aber..."

Wenn man das Kapitel 2 vor seinem geistigen Auge Revue passieren läßt, so stellt man fest, daß es zwei große Handicaps für unsere Verfahren gibt:

1. Die Eigenbewegung des Objekts ist sehr eingeschränkt
2. Die notwendige Leistung des Beleuchtungssystems sprengt sehr schnell alle Rahmen, wenn man große Bildfelder benötigt, in Reflexion arbeitet und/oder zweimal mit der Lichtwelle durch das Streumedium muß.

Diese letzte Tatsache spiegelt sich ja auch recht deutlich in den durchgeführten Experimenten wieder, wo ja all diese Dinge sorgfältig vermieden wurden, da

eben die Ausgangslichtleistung des Lasers recht klein bemessen war.

Der größte Pluspunkt unserer Verfahren ist jedoch die gute Ortsauflösung, die erreicht wurde, wie es ja auch die Experimente belegen.

Wie sieht nun ein Vergleich dazu im Lager der Mitbewerber aus?

Von vornherein ausscheiden möchten wir Verfahren, die nicht in Echtzeit arbeiten und die für diese Verarbeitungszeit einen in Raum und Zeit stationären Streuer fordern.

Bleiben also noch die Gatingmethoden, das achromatische Interferometer und die Mikrowellen.

Das achromatische Interferometer arbeitet bis dato nicht in Echtzeit und wird im Falle der zweifachen Nebeldurchdringung ebenfalls sehr schnell in Schwierigkeiten kommen. Außerdem ist auch hier die Bewegungsfreiheit des Objekts eingeschränkt. Die Gatingverfahren sind bei dem Problem der zweifachen Nebeldurchdringung eine notwendige Ergänzung für unser Verfahren, sind aber allein mit unserem System schlecht vergleichbar. Denn die Kontrastverschlechterung der Bilder wird ja bei diesen im wesentlichen durch das rückgestreute Licht verursacht, sie wären also bei Nebelschichtdicken, wie wir sie in Vorwärtsrichtung durchdringen können, von vornherein machtlos.

Bleiben also noch die Infrarot-, Mikro- und Radarwellen. Da diese mit den Streuern, die im optischen Bereich Probleme bereiten, nicht oder nur wenig wechselwirken, haben sie natürlich auch keine Schwierigkeiten mit der Bildfeldgröße und der zweimaligen Nebeldurchdringung fertig zu werden. Ein direkter Vergleich ist also so gesehen eine unfaire Angelegenheit. Da die Praxis aber solche sophistischen Unterschiede nicht macht, muß man sich einem solchen Vergleich sehr wohl stellen und dabei den Kürzeren ziehen.

Da aber die Natur anscheinend sehr viel von ausgleichender Gerechtigkeit hält, tragen unsere Verfahren in einem anderen Vergleich, der eigentlich im selben Sinn unfair ist, den Sieg davon: Wenn man nämlich die Ortsauflösung betrachtet. Denn hier hat die Physik den langen Wellen eben ihre Grenzen gesetzt.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß gegen unser in 1.1.2. skizziertes Generalproblem sehr wohl etliche Kräutlein, aber kein richtiges Kraut gewachsen ist.

Was also tun? Soll man diese Arbeit entmutigt ins Korn werfen und sich damit abfinden? Ich glaube nein! Notwendig erscheint es jedoch in Zukunft die Strategie zu wechseln. Es ist in der Grundlagenforschung oft ein viel beschrittener und auch richtiger Weg, Lösungen zu entwickeln und dann die Probleme dafür zu suchen. Existiert nun aber ein hinreichend breites Spektrum von Lösungen und will man nun reale Alltagsprobleme angehen, so muß man den Spieß umdrehen:

Man muß sich ein wichtiges Problem vorgeben und nun die existierenden Lösungen daran messen und weiterentwickeln. Dies ist aber im allgemeinen ein schwieriger und dorniger Weg. In der Mehrzahl der Fälle wird er von der Man- und Moneypower hergesehen von einem Universtätsinstitut nur schwer zu gehen sein.

5. Noch 'ne Idee

Bisher haben wir das Streulicht als unerwünschten Einfluß betrachtet und alles mögliche versucht, eben diesen Einfluß wieder rückgängig zu machen oder zu unterdrücken.

Könnte man aber auch nicht den Spieß umdrehen und sich gerade für das Streulicht interessieren, da es Information über Teilchengröße, Teilchengeschwindigkeit und Teilchendichte trägt? Tatsächlich besteht für Methoden, die einen Zugriff auf diese Parameter erlauben, ein nicht unerheblicher Bedarf. Bislang werden diese drei Parameter meistens durch drei verschiedene Meßverfahren gewonnen:

1. Geschwindigkeitsmessung: Hier gibt es zwei wesentliche Methoden, das Hitzdrahtverfahren und die Laserdoppleranemometrie. Bei dem letztgenannten Verfahren nützt man eben den Dopplerschift des Streulichts aus, um die Geschwindigkeit zu bestimmen [5B2]. Bei beiden Verfahren erfaßt man mit einer Messung prinzipiell bedingt immer nur ein kleines Meßvolumen. Will man also Profile vermessen, so sind sehr viele Einzelmessungen notwendig. Ebenfalls ist die Teilchenkonzentration bei der Dopplermethode beschränkt, da idealerweise immer nur ein Teilchen im Meßvolumen sein darf.

2. Teilchengröße: Auch hier sind zwei Verfahren zu erwähnen, die Doppelpulsholografie, deren Aufnahme und Auswertung sehr zeitraubend ist, und die inkohärente Streulichtmethode. Bei letzterer gilt ebenfalls: Nur ein Teilchen im kleinen Meßvolumen.

3. Teilchendichte: Hier werden ebenfalls nur punktweise Extinktionsmessungen durchgeführt.

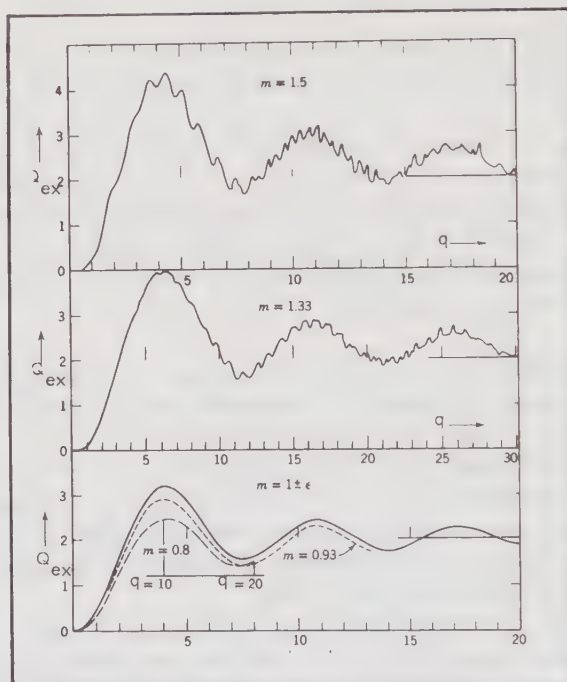
Für unseren Vorschlag machen wir uns zwei bekannte Tatsachen zu nütze: Erstens, wie könnte es anders sein, das Streulicht trägt einen Dopplerschift. Zweitens, trägt man den Extinktionskoeffizient Q_{ex} über das Radius/Wellenlängenverhältnis q auf, so erhält man die in Figur 5-1 dargestellten Kurven.

Dabei berechnet sich:

$$p = 2q(m-1) \text{ mit } q = 2\pi a/\lambda \quad (5-1)$$

$$\text{und } Q_{ex} = 2 - 4\sin p/p + 4(1-\cos p)/p^2$$

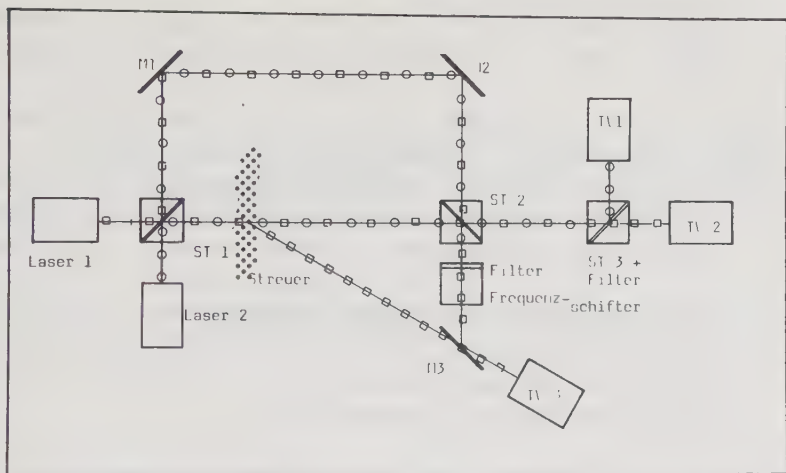
wobei: a =Teilchenradius, m =Brechzahl, λ =Wellenlänge



FIGUR 5-1: $Q_{ex}(q)$ - Abhängigkeit für drei verschiedene Brechzahlen
siehe auch I SB 5 , p.177 I

Letzte Tatsache nutzte man deshalb schon aus, um gleichzeitig Konzentration und Größe von Teilchen punktweise zu messen ISA221. Das geht deshalb, weil z.B. für eine mittlere Teilchengröße von unter $10 \mu m$ und eine Wellenlänge von 514.5 nm $Q = 122$ und damit ungefähr konstant in einem weiten Bereich ist, während für eine Wellenlänge von 8500 nm ($Q=5$) linear von der Teilchengröße abhängt.

Wir wollen dies noch mit einer Geschwindigkeitsmessung kombinieren und nicht nur punktweise messen, sondern ein ganzes Meßfeld auf einmal beobachten. Den prinzipiellen Aufbau zeigt die Figur 5-2



FIGUR 5-2: Prinzipaufbau für die Teilchendichte-, -größe- und -geschwindigkeitsmessung

Wir beleuchten also das interessierende Streuteilchengebiet mit zwei ebenen Wellen verschiedener Wellenlänge. Dieses Streuteilchengebiet bilden wir durch ein Strahlteilersystem hindurch auf zwei fotoelektrische Empfänger ab, die auf der optischen Achse liegen, sowie auf einen weiteren Empfänger, der die optische Achse unter einem Winkel Θ sieht. Die Aperturweite dieses Empfängers darf nur so groß sein, daß die Dopplerdifferenz von einem Aperturrandstrahl zum anderen klein ist gegen den totalen Dopplerschift. Diesem versetzt angeordneten Empfänger wird außerdem auch ein in der Frequenz durchstimmbarer Referenzstrahl zugeführt. Die beiden anderen Empfänger bekommen den Originalreferenzstrahl. Man erhält qualitativ folgende drei Signale:

1. λ_1 -ungeschifteter Referenzstrahl

$$E_{\lambda 1} \sim P|U_o|^2 + S|U_s|^2 + R|U_r|^2 + 2\sqrt{PR} \operatorname{Re}[U_o U_r^*] \quad (5-2)$$

mit: U_o = Objektlicht, U_s = Streulicht, U_r = Referenzwelle bei λ_1

P, S, R = die dazugehörigen Intensitätsanteile

2. λ_1 + geschifteter Referenzstrahl

$$E'_{\lambda_1} \sim S_0 |U_s|^2 + R' |U_{rs}|^2 + 2 \sqrt{S'_k R'} \operatorname{Re}[U_{sk} U_{rs}^*]$$

mit: U_s wie oben, U_{rs} = geschifteter Referenzstrahl, S_0 = Intensitätsanteil in $\mathbf{0}$ -Richtung, R' = Intensitätsanteil der Referenzwelle U_{rs} , S'_k = der zu U_{rs} kohärente Anteil von S_0 zu U_{sk} gehörend.

3. λ_2 + ungeschifteter Referenzstrahl

$$E_{\lambda_2} \sim P'' |U''_0|^2 + S'' |U''_s|^2 + R'' |U''_r|^2 + 2 \sqrt{P'' R''} \operatorname{Re}[U''_0 U''_r^*]$$

mit: U''_0, U''_s, U''_r wie oben, jedoch fuer λ_2

P'', S'', R'' entsprechende Intensitätsanteile

Wir trennen nun die HF-Anteile von den NF-Anteilen durch Hochpaßfilter ab. Aus diesen HF-Anteilen und der apriori Information über Beleuchtungslichtstärke und dem Referenzstrahlshift können wir nun folgende Informationen gewinnen:

1. Aus der bekannten Größe R und dem Signal $2 \sqrt{P R} \operatorname{Re}(U_0 U_r^*)$ gewinnen wir die Information über die Teilchendichte. Denn da, wo die Teilchen dichter sind, wird viel gestreut, d.h. P wird kleiner. Der ganze Term wird also schwächer, je größer die Teilchendichte ist.

2. Für die Größe R'' und das Signal $2 \sqrt{P'' R''} \operatorname{Re}(U''_0 U''_r^*)$ gilt im Prinzip dasselbe, jedoch hängt hier P'' auch noch von der Teilchengröße ab. D.h. wäre die Teilchendichte homogen, so wäre das Signal unter (1) ebenfalls homogen, d.h. es würde eine gleichmäßig helle Fläche erzeugen. Das Signal aus (2) jedoch könnte je nach der Art der Teilchengrößenverteilung eine Variation über das Bildfeld hinweg aufweisen. Benützt man also das Signal (1) als Eichung, so erhält man aus dem Signal (2) Information über die Teilchengrößenverteilung.

3. Im HF-Teil $2 \sqrt{S'_k R'} \operatorname{Re}(U_{sk} U_{rs}^*)$ steckt nun die Information über die Geschwindigkeit. Da wir unter einem Winkel $\mathbf{0}$ das Streulichtfeld betrachten, trägt das Streulicht einen mittleren Dopplershift. Dieser Dopplershift kann nun durchaus von Ort zu Ort variieren, je nach der Teilchenbewegung. Da der Referenzstrahl durchstimmbar ist, sehen wir im Bild nur dann ein Signal (3), wenn der Referenzstrahlshift gleich dem mittleren Dopplershift ist.

Wir hätten also erreicht, daß wir simultan und zweidimensional das Geschwindigkeitsprofil, sowie die Teilchengröße- und dichte Verteilung darstellen können.

In der Natur der analogelektronischen Verarbeitung liegt, daß man mit diesem Verfahren wohl nur ein grobes qualitatives Bild, jedoch aber kein quantitatives Ergebnis herausarbeiten kann. Diese qualitative Abschätzung könnte visuell noch dadurch unterstützt werden, indem man die Signale (1),(2) und (3) auf einen Farbmonitor gibt und so eine geeignete Pseudofarbdarstellung erhält.

Soviel soll über diese Idee genügen, denn ein solches System tatsächlich zu bauen und zu untersuchen wäre bestimmt Stoff genug für mehr als eine Doktorarbeit.

An dieser Stelle war in der ursprünglich vorgesehenen Form der Arbeit geplant worden, Reprints der eigenen Veröffentlichungen und der der direkten Vorgänger als Leserservice mit einzubringen. Dies läßt sich aber in der hier vorliegenden offiziellen Form der Arbeit aus Urheberrechtsgründen nicht verwirklichen. Da es aber aus technischen Gründen wichtig ist, die ursprüngliche Nummerierung beizubehalten, werden wir uns also auf kurze Zusammenfassungen oder die genaue Zitierung beschränken.

A1. Eigene Veröffentlichungen und Proceedings

A1.1. Real-Time Seeing Through Moving Fog

Opt.Comm. 17 (1976) 245

Holografische Beobachtung durch bewegten Nebel erzeugt bessere Bilder als die gewöhnliche fotografische Abbildung. Unangenehm an der Holografie war aber bisher der Zeitverzug, der durch den notwendigen Entwicklungsprozeß der Hologrammplatte entstand. Wir verwenden nun eine Fernsehaufnahmeröhre um ein Bildebenenhologramm des Objekts aufzunehmen. Dieser Hologrammtyp kann nun mit Hilfe eines elektronischen Hochpaßfilters in TV-Geschwindigkeit rekonstruiert werden. Die Qualität des rekonstruierten Bildes, welches dann auf einem Fernsehmonitor erscheint, ist weit besser als ein auf dem üblichen Weg durch den selben Nebel gewonnenes Bild.

A1.2. Single Sideband Image Holography

Optik 48 (1977) 119

Im Folgenden wird die Anwendung der Einseitenbandabbildung auf die Bildebenen-holografie untersucht, da die hierbei auftretende Verminderung der spatialen Bandbreite eine bessere Ausnutzung des Aufnahmемaterials erlaubt. Dazu wird die Einseitenbandabbildung kurz skizziert, werden die Bedingungen untersucht, die zu befriedigenden Bildqualitäten führen, und es wird die benötigte Hologrammbandbreite diskutiert. Experimentelle Ergebnisse, die die bessere spatiale Ausnutzung des Aufnahmемaterials belegen, werden gezeigt. Der Beweggrund für diese Experimente liegt an dem Wunsch, Hologramme in Echtzeit zu rekonstruieren, was beispielssweise bei Bildebenenhologrammen mit Hilfe der Fernsehtechnik möglich ist.

A1.3. Coherence Requirements For Holography Through Fog

Optik 50 (1978) 427

Bei der holografischen Abbildung durch bewegten Nebel macht man sich die Dopplerfrequenzverschiebung, die das Streulicht erfährt, zunutze, um das ungestreute von dem gestreuten Licht zu unterscheiden und zu trennen. Trotz der Tatsache, daß die hierbei auftretenden Dopplerverschiebungen sehr viel kleiner sind als die Bandbreite der dabei benutzten Laserlinien, funktioniert die Abbildung durch den Nebel. Die vorliegende Arbeit soll in einfacher Weise die Kohärenzanforderungen aufzeigen, die dabei an die beleuchtende Lichtquelle gestellt werden müssen.

A1.4. Holography Through Fog. A New Version

Opt.Comm. 26 (1978) 318

Sehen durch Nebel mit Hilfe der Holografie liefert bessere Ergebnisse als die Fotografie oder die Beobachtung mit dem Auge. Daß dem so ist, liegt an der Dopplerfrequenzverschiebung, die das Streulicht aufgrund der Nebelteilchenbewegung erleidet. Experimente dieser Art kennt man seit zehn Jahren. Bis heute wurden aber all diese Experimente mit Hilfe der off-axis Holografie durchgeführt. Wir möchten nun ein Verfahren vorschlagen welches die on-axis Holografie benutzt. Dieses hat einige Vorzüge besonders im Hinblick auf die elektronische Echtzeitrekonstruktion. Verbesserungen bezüglich der Ortsauflösung und des dynamischen Bereichs werden vorhergesagt und in prinzipiellen Experimenten gezeigt.

A1.5. Holographic Real Time Seeing Through Moving Scattering Media

T.Lund(ed.), Surveillance of Environmental Pollution and Resources By Electromagnetic Waves. D.Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland (1978)183

A1.6. Holographic Real Time Seeing Through Moving Fog

Proceedings of ICO-11 Conference, Madrid, Spain, 1978, p.403

A 2. Veröffentlichungen der direkten Vorgänger dieser Arbeit

A2.1. Holographic Fog Penetration

Karl A. Stetson: Journ. of the Opt.Soc. of America 57 (1967) 1060

A2.2. Reconstitution holographique des objets à travers un milieu diffusant en mouvement

M.Erich Spitz: C.R. Acad.Sc.Paris,t.264 (1967) 1449, Serie B

A2.3. Noise reduction in acousto-optic (Bragg) imaging systems by holographic recording

Donald C. Winter: Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 151

A2.4. Image holography through convective fog

A.W.Lohmann, C.A. Shuman: Opt.Comm. 7 (1973) 93

A 2.5. Zusammenfassung der Ergebnisse des theoretischen Teils der Doktorarbeit von C.A.Shuman IFA4I

(Published on demand by: UNIVERSITY MICROFILMS INTERNATIONAL, Ann Arbor, Michigan, U.S.A.)

Zuerst wollen wir feststellen, welche Annahmen und Vereinfachungen in dieser Arbeit gemacht wurden:

- a) Die Lichtquelle sei perfekt kohärent, sie beleuchte das Objekt mit einer ebenen Welle.
- b) Es gelte die Kirchhoff'sche Näherung; es gelten die Gesetze der Gauß'schen Optik.
- c) Die Rechnungen werden auf eine Dimension beschränkt.
- d) Wir arbeiten mit skalaren Wellen, d.h. die Polarisierungseffekte werden vernachlässigt.
- e) Die Phaseneffekte bei der Abbildung werden vernachlässigt.
- f) Der Maßstab der Abbildung sei $M=1:1$
- g) Der Strahlengang der Abbildung sei telezentrisch, der Nebel befinde sich in der Fourierebene.
- h) Das Objekt bewege sich relativ zum Empfänger nicht.
- i) Das Streumedium bewege sich mit der Geschwindigkeit v relativ zum Empfänger.
- j) Das Streumedium sei transluzent, statistisch transparent, d.h. die Objektinformation trägt das in 0° -Richtung "gestreute" Licht.

Betrachtet werden der Fall der Fresnel- und Bildebenenholografie. Dieser letztere ist für uns von besonderer Bedeutung, deshalb werden wir auf diesen genauer eingehen.

Das Grundmodell des Nebels gibt folgende Funktion an:

$$\tilde{F}(v) = \sqrt{P} + \tilde{F}_0(v) \quad (2.5.-1)$$

mit P = Transmissionskoeffizient in 0° -Richtung

$$\langle \tilde{F}_0 \rangle = 0, \quad \tilde{F}_0 * \tilde{F}_0 = R, \quad \tilde{R} = S \text{ (Powerspektrum)}$$

Die Streulichtamplitude nach Durchgang des Objektlichtes $U_0(x)$ sieht in der Bildebene dann so aus:

$$U_S(x, t) = \int \tilde{U}_0(v) \tilde{F}_0(v - \vec{v}t/\lambda f) e^{2\pi i v x} dx \quad (2.5.-2)$$

In der Bildebene überlagern wir die Referenzwelle $\sqrt{R} U_r$. Die Belichtungszeit ist t und die Steigung des linearen Bereichs des entwickelten Hologramms sei b . Wir beleuchten das belichtete und entwickelte Hologramm unter Annahme der

Kirchhoff'schen Näherung mit U_r . Nach einer weiteren 1:1 Abbildung erhalten wir dann folgende rekonstruierte Amplitude:

$$U_H(x) = b \sqrt{t} \sqrt{R} U_0(x) + b \sqrt{R} \underbrace{\int_0^t U_S(x, t) dt}_{=0, \text{ da } \langle \tilde{F}_0 \rangle = 0} \quad (2.5.-3)$$

Dieses Ergebnis ist aber zu schön, um wahr zu sein. Wir können eben diese Amplitudenverteilung nicht sehen, sondern eben nur deren Intensität:

$$\langle I_H(x) \rangle_t = b^2 t^2 R^2 I_0 + b^2 R^2 \langle |\int_0^t U_S dt|^2 \rangle \quad (2.5.-4)$$

oder ausführlicher:

$$\langle I_H \rangle = b^2 t^2 R^2 I_0 + b^2 t^2 R^2 \int I_0(x-x') [S(x') \text{sinc}^2(\vec{v} \vec{t} x' / \lambda f)] dx' \quad (2.5.-5)$$

Wir sind alle Sorgen los, wenn der []-Term gleich $\delta(x')$ ist. Dies ist näherungsweise der Fall, wenn gilt:

$$\vec{v} \vec{t} \geq \lambda f \Delta v_0 = B \quad (2.5.-6)$$

wobei λ =Wellenlänge des bel.Lichts

f =Brennweite, Δv_0 =Bandgrenze, B =Aperturweite

Das Ergebnis läßt sich schreiben, indem man eine effektive Punktbildfunktion (PBF), oder eine effektive Transferfunktion (OTF) des Nebels angibt:

$$\text{PBF: } D(x) \sim P \delta(x) + S(x) \text{sinc}^2(\vec{v} \vec{t} x / \lambda f) \quad (2.5.-7)$$

$$\text{OTF: } \tilde{D}(v) \sim P + R(v) * [(\lambda f / \vec{v} \vec{t}) \Delta(\lambda f v / \vec{v} \vec{t})] \quad (2.5.-8)$$

wobei Δ = Dreiecksfunktion= rect*rect

Den Unterschied zwischen Holografie und Fotografie beschreibt eine differentielle OTF:

$$\Delta \tilde{D} = \tilde{D}_{\text{Holo}} - \tilde{D}_{\text{Foto}} = [\lambda f / \vec{v} \vec{t} \Delta(\lambda f v / \vec{v} \vec{t})] * R(v) - R(v) \quad (2.5.-9)$$

$$\text{Weiter gilt } \bigwedge_v R(0) \geq R(v) \Rightarrow R(0) \geq [\lambda f / \vec{v} \vec{t} \Delta(\lambda f v / \vec{v} \vec{t})] * R(v) \quad (2.5.-10)$$

Dies bedeutet, daß die höheren Frequenzen besser behandelt werden sollten als die tiefen.

Den Fresnefall kann man genauso behandeln, das Ergebnis bezüglich der

Nebelgeschwindigkeit v ist gleich, nur tritt nun an die Stelle der Aperturweite B der Durchmesser des Strahlungskonus an der Stelle z_N .

Nach diesem sehr allgemeinen Nebelfall wollen wir nun ein spezielles Modell für den Nebel einführen:

$$\tilde{f}(v) = \text{rect}(v/\Delta v_o) \left[\prod_{n=1}^N [1 - \text{rect}((v - v_n)/a_n)] \right] \quad (2.5.-11)$$

mit N =Partikelzahl,

v_n =Ort des n -ten Teilchens

a_n =Durchmesser des n -ten Teilchens

v_n =Geschwindigkeit des n -ten Teilchens

Weiter nehmen wir an, daß für die Wahrscheinlichkeitsverteilungen gilt:

$$\begin{aligned} \bigwedge_{m,n} P_v(v_n) &= P_v(v_m) \\ P_a(a_n) &= P_a(a_m) \\ P_v(v_n) &= P_v(v_m) \end{aligned}$$

d.h. wir haben es mit Gleichverteilungen zutun. Der Mittelwert von a_n sei a_o . Die Durchrechnung des Problems ergibt nun für den Zeitmittelwert der rekonstruierten Hologrammintensität:

$$\begin{aligned} \langle I_{\text{out}} \rangle &= t^2_R e^{-2a_o d} I_o(x) + \quad (2.5.-12) \\ &+ R e^{-2a_o d} \iiint \tilde{U}_o(v_1) \tilde{U}_o(v_2) \left\{ \exp[d \int (1/2\pi^2 x') [1 - \text{Re}(\tilde{P}_a(x'))] \right. \\ &\quad \left. \tilde{P}_v([t_2 - t_1]x'/\lambda f) e^{-2\pi i x' (v_2 - v_1)} dx'] - 1 \right\} e^{-2\pi i x (v_1 - v_2)} d(v_1 v_2 t_1 t_2) \\ &\text{mit } e^{-2a_o d} = P, \quad d = N/\Delta v_F = \text{Nebelflaechendichte} \end{aligned}$$

Da sich diese Gleichung nicht gerade durch Praktikabilität auszeichnet, spezialisieren wir uns auf konvektiven Nebel:

Dies bedeutet für die Geschwindigkeitsverteilung:

$$\bigwedge_n \vec{v}_n = v_o \Rightarrow \bigwedge_n P_v(v_n) = \delta(v - v_o) \quad (2.5.-13)$$

Des weiteren behandeln wir nur monodispersen Nebel, d.h.

$$\bigwedge_n P_a(a_n) = \delta(a - a_o), \text{ d.h. nur eine Teilchengroesse} \quad (2.5.-14)$$

Mit diesen Voraussetzungen und den Bedingungen:

$$\delta x_{\text{res}} = 1/\Delta v_0 \text{ und } v_0 t > \lambda f \Delta v_0$$

erhalten wir aus (2.5.-12) dann folgende OTF:

$$\tilde{D}(v) = \frac{\lambda f}{v_0} R t e^{-2a_0 d} [e^{-a_0 d \Delta(v/a_0)} * \Delta(\lambda f v/v_0 t)] \quad (2.5.-15)$$

Für unsere gesuchte Intensität bedeutet dies:

$$\langle I_{\text{out}} \rangle |_{v t > \lambda f \Delta v_0} = I_0(x) R t^2 e^{-2a_0 d} [1 + (2e^{a_0 d}/d - 1)] \quad (2.5.-16)$$

Dies bedeutet, daß keine noch so große Nebeldichte einen Einfluß auf die Struktur des Ausgangssignals hat, wenn die Bedingung (2.5.-6) streng erfüllt ist. Als unangenehmer Faktor bleibt uns nur der Term $e^{-a_0 d}/d$ erhalten, der bedeutet, daß das Streulicht den dynamischen Bereich unseres Empfängers auffüllt. Da alle dynamischen Bereiche in praxi aber endlich sind, ist dies der eigentlich begrenzende Faktor für dieses Verfahren.

In der weiteren Fortsetzung der Arbeit soll nun die Qualität der Bilder unter Berücksichtigung des Filmkornrauschens berechnet werden. Zur Auswahl werden folgende Qualitätskriterien auf ihre Tauglichkeit hin untersucht:

$$\begin{aligned} 1. Q_1 &= \langle \langle (I(x) - 0(x))^2 \rangle_n \rangle_x \\ 2. Q_2 &= \langle (0(x) - \langle I(x) \rangle_n)^2 \rangle_x \\ 3. Q_3 &= \langle \langle (I(x) - \langle I(x) \rangle_n)^2 \rangle_n \rangle_x \end{aligned} \quad (2.5.-17)$$

wobei $0 :=$ Ausgangssignal, $I :=$ Eingangssignal, $\langle \rangle_n :=$ Scharmittel ueber n Ereignisse ($\approx$ Zeitmittel), $\langle \rangle_x := \int f(x) dx$

Was sagen nun diese Kriterien aus:

a. $Q_3 = Q_1 - Q_2$

b. Q_3 reagiert nur auf das Rauschen;

bewertet lediglich das Ergebnis unter Einbeziehung seines Mittelwertes und der Varianz.

c. Q_2 bewertet den Strukturgehalt ohne Rücksicht auf die statistischen Fluktuationen. $d. Q_1$

Q_1 ist ein hybrides Maß, welches statistische und OTF Informationen mischt.

Alle drei Gütekriterien sind nicht direkt volltauglich für unser Problem. Deshalb definiert sich Shuman eine effektive OTF :

$$\begin{aligned}\tilde{D}(v) &= \mathfrak{F}[D(x)] \\ D(x) * D(x) &= \langle I(x) \rangle\end{aligned}\quad (2.5.-18)$$

Bevor wir nun aber in die Qualitätsbewertung einsteigen, seien noch folgende Annahmen vorausgeschickt:

a. über den Nebel:

$$\begin{aligned}\langle \tilde{F}(v) \rangle_t &= P \\ \langle \tilde{F}_0(v_1+v) \tilde{F}_0(v_1) \rangle_t &= R(v) \\ \langle \tilde{F}_0(v) \rangle_t &= 0 \\ S(x) &= \mathfrak{F}[R(v)]\end{aligned}$$

b. über das Kornrauschen des Films:

$$\begin{aligned}\text{Transparenzfluktuationsfunktion: } \delta T(x) &:= T(x) - T_0 \\ \text{Varianz: } \text{var}[\delta T] &:= s_{\delta T}^2 = \langle \delta T^2(x) \rangle_n \\ s &= \langle \delta T(x) \rangle_n \\ \text{der Rausch sei signalunabhaengig.}\end{aligned}$$

Wir untersuchen zuerst den Fall des konvektiven Nebels mit Amplituden als Eingangs- und Ausgangssignale:

Eingang: $U_0(x)$

Nach der Verarbeitung folgt:

$$U_{\text{out}}(x) = b t \sqrt{RP} U_0(x) + b \sqrt{R} \int_t U_s dt + N_G(x) \quad (2.5.-19)$$

$$\text{mit: } N_G(x) := \int \delta T(x_1) \Delta v_0 \text{sinc}[\Delta v_0(x-x_1)] e^{2\pi i v_R x_1} dx_1$$

$$\langle N_G \rangle = 0$$

$$\langle U_{\text{out}} \rangle = b t \sqrt{RP} U_0(x)$$

$$\text{var}[U_{\text{out}}] = b^2 P \langle \left| \int_t U_s dt \right|^2 \rangle + \langle |N_G|^2 \rangle = e(x) + n_G^2$$

D.h. die Varianz ist signalabheangig

Die effektive OTF lautet in diesem Fall:

$$\tilde{D}_A(v) = b t \sqrt{RP} \quad (2.5.-20)$$

Dieses schöne Ergebnis stimmt aber nur im Scharmittel über viele Ergebnisbilder.

Als nächstes untersuchen wir den Fall konvektiver Nebel, Intensitäten als Eingangs- und Ausgangssignal:

Eingang: $I_o(x)$

Ausgang: $I_{out} = |U_{out}|^2$

$$\langle I_{out} \rangle = b^2 t^2 R P I_o + \text{var}[U_{out}] \quad (2.5.-21)$$

$$\text{var}[I_{out}] = e^2(x) + n_G^4 + n_G^2 e(x) + b^2 t^2 R P I_o(x) [n_G^2 + e(x)]$$

Dieser Ausdruck ist leider so unübersichtlich, daß man lediglich feststellen kann, daß die Varianz offensichtlich signalabhängig ist.

Die effektive Punktbildfunktion PBF sieht dann so aus:

$$D_I(x) = b^2 t^2 R [p\delta(x) + S(x)\text{sinc}^2(\vec{v}t x/\lambda f)] + n_G^2 / (\int I_o(x) dx) \quad (2.5.-22)$$

Die Einführung des speziellen Nebelmodells bringt nichts Neues. Im wesentlichen wird nur der Faktor P durch $e^{-a_o d}$ ersetzt.

A 3.1. Mathematische Transformationen, Operationen, spezielle Funktionen

I MB 2 I

Es gelten folgende Vereinbarungen:

Das Zeichen $\int$ ohne Grenzen steht fuer $\int_{-\infty}^{\infty}$

Das Zeichen " ' " steht fuer "Ableitung der Funktion nach der betreffenden Veraenderlichen.

Nun zuerst zu den Operationen und Transformationen:

Faltung: $\bigwedge_{f,g \in \mathbb{C}} h(x) = f(x) * g(x) := \int f(u) g(x-u) du$

Eigenschaften:

$$f * g = g * f$$

$$f * (g * h) = (f * g) * h$$

$$f * (g + h) = f * g + f * h$$

$$f(x-a) * g(x) = h(x-a)$$

$$h = f * g \Rightarrow h' = f' * g = f * g'$$

Selbstfaltung:

$$f * f = \int f(u) f(x-u) du$$

Autokorrelation: $\bigwedge_{f \in \mathbb{C}} h(x) = f(x) * f(x) := \int f(u) f^*(u-x) du$

Kreuzkorrelation: $\bigwedge_{f,g \in \mathbb{C}} h(x) = f(x) * g(x) := \int g(u) f^*(u-x) du$

Achtung

$$g * f \neq f * g, \text{ jedoch: } g * f = (f * g)^*$$

Momente: 1. Moment $M_1 := \int x f(x) dx$ (~ Massenverteilung)

2. Moment $M_2 := \int x^2 f(x) dx$ (~ Traegheit)

n. Moment $M_n := \int x^n f(x) dx$

Fouriertransformation:

$$\text{Definition: } \hat{f}(v) := \int_{f \in \mathbb{C}} f(x) e^{-2\pi i v x} dx = \mathcal{F}[f(x)]$$

mit $f(x)$ absolut integrierbar, nur endlich viele Unstetigkeitsstellen.

Absolute Integrierbarkeit erzwingbar durch Multiplikation mit rect -Funktion

$$\text{Rücktransformation: } f(x) = \int \hat{f}(v) e^{2\pi i v x} dv = \mathcal{F}^{-1}[\hat{f}(v)]$$

$$\text{es gilt: } f(x) = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[f(x)]]$$

Eigenschaften:

f	$\hat{f}$
real, gerade	real, gerade
real, ungerade	imaginaer, ungerade
imaginaer, gerade	imaginaer, gerade
complex, gerade	complex, gerade
complex, ungerade	complex, ungerade
real, asymmetrisch	complex, asymmetrisch
imaginaer, asymmetrisch	complex, asymmetrisch
hermitisch	real
antihermitisch	imaginaer

Cosinustransformation:

$$\hat{f}_c(v) := 2 \int_0^{\infty} f(x) \cos(2\pi v x) dx$$

Sinustransformation:

$$\hat{f}_s(v) := 2 \int_0^{\infty} f(x) \sin(2\pi v x) dx$$

$$\text{d.h. } \mathcal{F} = \mathcal{F}_c - i \mathcal{F}_s$$

Fouriertheoreme:

Aehnlichkeit:

$$\mathcal{F}[f(ax)] = \frac{1}{|a|} \hat{f}(v/a)$$

Addition:

$$\mathcal{F}[f+g] = \hat{f} + \hat{g}$$

Shift:

$$\mathcal{F}[f(x-a)] = e^{-2\pi i a v} \hat{f}(v)$$

Modulation:

$$\mathcal{F}[f(x) \cos(\frac{v}{2})] = 1/2 [\hat{f}(v - \frac{v}{2}) + \hat{f}(v + \frac{v}{2})]$$

Faltung:

$$\mathcal{F}[f * g] = \tilde{f} \cdot \tilde{g}$$

$$\mathcal{F}[f \cdot g] = \tilde{f} * \tilde{g}$$

$$\mathcal{F}[f * g * h] = \tilde{f} \tilde{g} \tilde{h}$$

$$\mathcal{F}[f * gh] = \tilde{f}(\tilde{g} * \tilde{h})$$

$$\mathcal{F}[f * f] = \tilde{f}^2$$

$$\mathcal{F}[f * f] = \tilde{f}(v) \tilde{f}(-v)$$

Rayleigh:

$$\int |f|^2 dx = \int |\tilde{f}|^2 dv$$

Leistung:

$$\int f(x) g^*(x) dx = \int \tilde{f}(v) \tilde{g}^*(v) dv$$

Ableitung:

$$\mathcal{F}\left[\frac{df(x)}{dx}\right] = 2\pi i v \tilde{f}(v)$$

$$\mathcal{F}[f' * g] = (2\pi i v \cdot \tilde{f}) \tilde{g}$$

$$\mathcal{F}[f * g'] = \tilde{f}(2\pi i v \cdot \tilde{g})$$

Momente:

$$\int x f(x) dx = (1/-2\pi i) \left. \frac{d\tilde{f}(v)}{dv} \right|_0$$

$$\int x^n f(x) dx = \frac{1}{(-2\pi i)^n} \left. \frac{d^n \tilde{f}(v)}{dv^n} \right|_0$$

Weitere Transformationen:

Laplace-Transformation:

$$\mathcal{L}[f(x)] := \int f(x) e^{-px} dx, \text{ mit } p \in \mathbb{C}, x \in \mathbb{R}$$

Mellin -Transformation:

$$\mathcal{M}[f(x)] := \int f(x) x^{s-1} dx$$

Hilbert-Transformation:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}[f(x)] &:= 1/\pi \int f(t)/(t-x) dt \\ &= (-1/\pi x) * f(x) \end{aligned}$$

Theoreme:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}[f(ax)] &= f_{\mathbf{H}}(ax) \\ \mathbf{H}[f+g] &= f_{\mathbf{H}} + g_{\mathbf{H}} \\ \mathbf{H}[f(x-a)] &= f_{\mathbf{H}}(x-a) \\ \mathbf{H}[\int f f^* dx] &= \int f_{\mathbf{H}} f_{\mathbf{H}}^* dx \\ \mathbf{H}[\int f^*(x) f(x-u) du] &= \int f_{\mathbf{H}}^* f_{\mathbf{H}}(x-u) dx \\ \mathbf{H}[f^* g] &= \mathbf{H}[f] * g = f^* \mathbf{H}[g] \end{aligned}$$

Fresnel-Transformation:

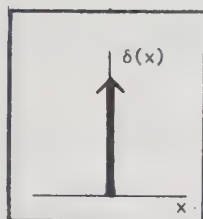
$$\begin{aligned} \mathbf{F}^+[f(x)] &:= f_{\mathbf{F}^+}(x) := \int f(t) e^{-i\pi(t-x)^2} dt \\ \mathbf{F}^-[f(x)] &:= f_{\mathbf{F}^-}(x) := \int f(t) e^{i\pi(t-x)^2} dt \end{aligned}$$

Theoreme:

$$\begin{aligned} f_{\mathbf{F}^+} &= f_{\mathbf{F}^-}^* \\ f_{\mathbf{F}^+}^* &= (f_{\mathbf{F}^-})^* \\ f_{\mathbf{F}^+}(x+a) &= \mathbf{F}[f(x+a)] \\ f_{\mathbf{F}^-}(x+a) &= \mathbf{F}[f(x+a)] \\ \mathbf{F}^+[f(x) e^{2\pi i v x}] &= f_{\mathbf{F}^+}(x-v) e^{-i\pi(v^2 - 2vx)} \\ \mathbf{F}^-[f(x) e^{2\pi i v x}] &= f_{\mathbf{F}^-}(x+v) e^{-i\pi(v^2 + 2vx)} \end{aligned}$$

Spezielle Funktionen:

Die δ - Funktion



FIGUR A3.1.-1:
Die Delta-Funktion

Definition:

$$\bigwedge_{x \in \mathbb{R}/0} \delta(x)=0 \text{ und } \int \delta(x) dx=1$$

Eigenschaften:

$$\int \delta(x-a)f(x) dx = f(a)$$

$$\int \delta(x)f(x-a) dx = f(-a)$$

$$\delta(x) * f(x) = f(x)$$

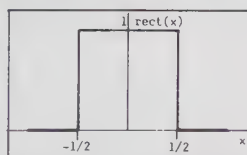
$$\delta(ax) = 1/|a| \delta(x)$$

$$\delta(-x) = \delta(x)$$

$$x\delta(x) = 0$$

$$\mathfrak{F}[\delta(x)] = 1$$

Die rect-Funktion



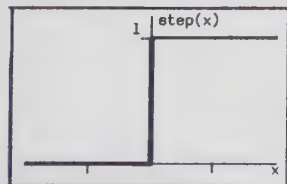
FIGUR A3.1.-2: Die rect-Funktion

Definition:

$$\bigwedge_{x \in \mathbb{R}} \text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } |x| \leq 1/2 \\ 0 & \text{wenn } |x| > 1/2 \end{cases}$$

$$\mathfrak{F}[\text{rect}(x)] = \text{sinc}(v)$$

Die step-Funktion



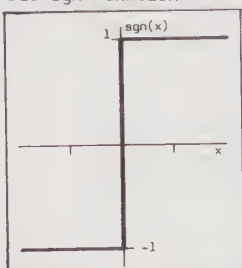
FIGUR A3.1.-3: Die step-Funktion

Definition:

$$\bigwedge_{x \in \mathbb{R}} \text{step}(x) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } x > 0 \\ 1/2 & \text{wenn } x = 0 \\ 0 & \text{wenn } x < 0 \end{cases}$$

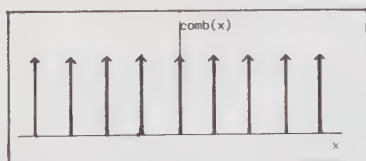
$$\mathfrak{F}[\text{step}(x)] = 1/2\delta(v) - i/2\pi v$$

Die sgn-Funktion



FIGUR A3.1.-4: Die sgn-Funktion

Die comb-Funktion



FIGUR A3.1.-5: Die comb-Funktion

Definition:

$$\bigwedge_{x \in \mathbb{R}} \quad \text{sgn}(x) = \begin{cases} +1 & \text{wenn } x > 0 \\ 0 & \text{wenn } x = 0 \\ -1 & \text{wenn } x < 0 \end{cases}$$

$$\mathcal{F}[\text{sgn}(x)] = -i/\pi v$$

Definition:

$$\bigwedge_{x \in \mathbb{R}} \quad \text{comb}(x) = \sum_n \delta(x-n), \quad n \in \mathbb{Z}$$

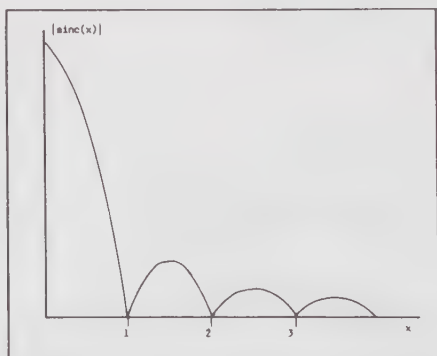
$$\mathcal{F}[\text{comb}(x)] = \text{comb}(v)$$

Die sinc-Funktion

Definition:

$$\text{sinc}(x) := \sin(\pi x) / \pi x$$

$$\mathcal{F}[\text{sinc}(x)] = \text{rect}(v)$$



FIGUR A3.1.-6: Die sinc-Funktion

Reihendarstellung:

$$\text{sinc}(x) = 1 - \frac{(\pi x)^2}{3!} + \frac{(\pi x)^4}{5!} - \dots = \sum_n \frac{(\pi x)^n}{(n+1)!} (-1)^{n/2}$$

$$\text{Integral: } \int \text{sinc}(x) dx = \sum_n \frac{\pi^{n-1} x^n}{n \cdot n!} (-1)^{(n-1)/2}$$

$$\text{Ableitung: } \frac{d \text{sinc}(x)}{dx} = \sum_n (-1)^{(n+1)/2} \frac{(n+1) \pi^{n+1}}{(n+2)!} x^n$$

Näherungsfunktionen bis maximal 1 Prozent Fehler:

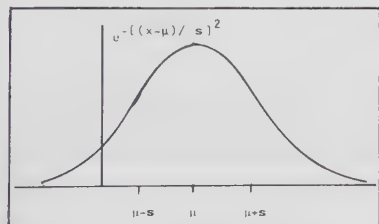
$$\text{sinc}_a(x) = 1 \quad \text{für } x \leq 0.078$$

$$\text{sinc}_b(x) = \text{sinc}_a(x) - \frac{(\pi x)^2}{3!} \quad \text{für } x \leq 0.333$$

$$\text{sinc}_c(x) = \text{sinc}_b(x) + \frac{(\pi x)^4}{5!} \quad \text{für } x \leq 0.612$$

Die nächsten Glieder der Reihe müssen bei $x = 0.887$ und $x = 1.156$ mitgenommen werden.

Die Gauss-Funktion



FIGUR A3.1.-7: Die Gaußfunktion

Definition:

$$g(x) := 1/(s\sqrt{2\pi}) \exp[-\frac{(x-\mu)^2}{2s^2}]$$

wobei: μ := Mittelwert
 s := Varianz

Eigenschaften:

$$\int g(x) dx = 1$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}[g(x)] &= \tilde{g}(v) = e^{-(2\pi s v)^2} e^{2\pi i \mu v} \\ &= e^{-\left(\frac{2s^2 \pi v - i \mu}{2s}\right)^2} e^{-\mu^2/2s^2} \end{aligned}$$

Die circ-Funktion

$$\text{Definition: } \text{circ}(r) := \begin{cases} 1 & r \leq 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Die Bessel-Funktion:

Definition:

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{n+2k}}{k! \Gamma(n+k+1)}$$

Das Analytische Signal und die Kausalität

Sei $f(t)$ eine reelle Funktion, dann ist das Analytische Signal definiert als:

$$A_f(t) := f(t) - i \mathbf{H}[f(t)] = f(t) + i/\pi t * f(t)$$

z.B.: sei $f(t) = \cos(t)$ dann ist $A(t) = e^{it}$

Weiter gilt:

$$\begin{aligned} \tilde{A}(v_t) &= \mathcal{F}[A(t)] = \tilde{f}(v_t) - i\tilde{f}(v_t) \cdot i \operatorname{sgn}(v_t) \\ &= 2 \tilde{f}(v_t) \operatorname{step}(v_t) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow v_t \geq 0 : \tilde{A}(v_t) = 2 \tilde{f}(v_t)$$

$$v_t < 0 : \tilde{A}(v_t) = 0$$

d.h. das Spektrum des Analytischen Signals ist positiv definit.

Kausalität heißt, daß die Wirkung immer erst nach der Ursache stattfinden kann!
Bei Zeitfunktionen bedeutet dies, daß $f(t)=0$ sein muß für negative t , oder anders formuliert:

$$f(t) = f'(t) \cdot \operatorname{step}(t)$$

Für das Spektrum eines Zeitsignals bedeutet dies:

$$\begin{aligned} \tilde{f}(v_t) &= \tilde{f}'(v_t) * [\delta(v_t)/2 + i/2\pi v_t] \\ &= 1/2 [\tilde{f}'(v_t) + i/\pi v_t * \tilde{f}'(v_t)] \end{aligned}$$

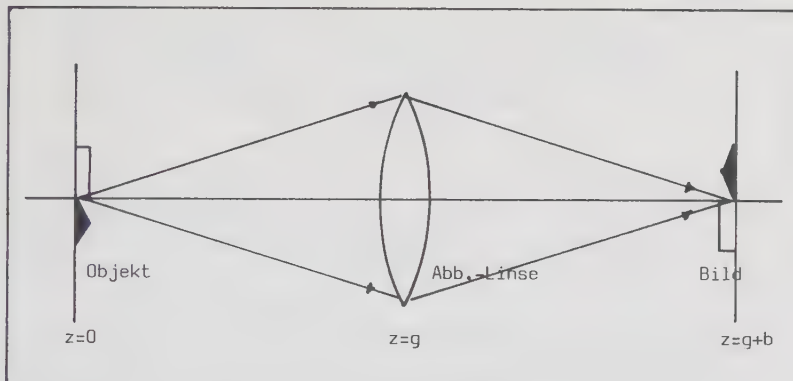
d.h. Real- und Imaginärteil sind Hilbertpaare

A 3.2. Kohärent-optische Abbildung, Holografie

I OB2,OB3,OB4,OB5,OB6 I

1. Die kohärente Abbildung:

Wir betrachten dazu die Figur A3.2.-1



FIGUR A3.2.-1: Prinzipaufbau einer optischen Abbildung

Von jedem Punkt der $(x'', y'', z=0)$ -Ebene geht eine monochromatische Lichtwelle aus. Jede Lichtwelle kann als komplexe Amplitude U_0 beschrieben werden:

$$U_0(x'', y'', z, t) = A(x'', y'') \frac{1}{r} e^{-i[kr + 2\pi\nu t + \mathbf{p}_0(x'', y'')]} \quad (3.2.-1)$$

wobei: A := Amplitude, $\mathbf{p}_0$:= Startphase, $k := 2\pi/\lambda$, r := Ausbreitungsrichtung, ν := Lichtfrequenz, $\lambda = c/\nu$, $r := \sqrt{z^2 + (x-x'')^2 + (y-y'')^2}$,
 $(x'', y'', 0) \hat{=}$ Quellort, $(x, y, z) \hat{=}$ Beobachtungsort,

Von nun an unterschlagen wir die y -Koordinaten, da sie nichts prinzipielles zur Lösung beitragen. Ebenso lassen wir den zeitabhängigen Term $e^{-2\pi i \nu t}$ weg. Die komplexe Amplitude hat nun der zeitunabhängigen Wellengleichung zu genügen:

$$(\Delta + k^2) U_0 = 0 \quad (3.2.-2)$$

$$\text{mit: } \Delta := d^2/dx^2 + d^2/dy^2 + d^2/dz^2$$

Das Schicksal der sich ausbreitenden Objektinformation wird dann durch folgende Schritte beschrieben:

$$z=0: \quad U_0(x'',0)$$

Nach der Fresnelnaeherung hat sich U_0 nach der Strecke g so veraendert:

$$z=g=0: \quad U(x',g=0) = \int U_0(x'',0) e^{[i\pi/g\lambda (x'-x'')^2]} dx''$$

In $z=g$ befindet sich eine dünne Linse L , deren Wirkung sich mit Hilfe der Kirchhoffnaeherung so beschreiben laesst:

$$z=g+0: \quad U(x',g+0) = e^{[-i\pi x'^2/\lambda f]} \int U_0(x'',0) e^{[i\pi/g\lambda (x'-x'')^2]} dx''$$

In der Ebene $z=g+b$ nimmt das Wellenfeld dann folgende Form an:

$$z=g+b: \quad U(x,g+b) = \iint U_0(x'',0) e^{[i\pi/\lambda ((x'-x'')^2/g - x'^2/f + (x-x')^2/b)]} dx'' dx'$$

Die Klammer im Exponenten vereinfacht sich, wenn die Linsengleichung erfuehlt ist.

Sei also $1/f = 1/g + 1/b$

dann lassen sich die Integrationen ausfuehren und ergeben:

$$\int \dots dx' = \delta(x''/g + x/b) \quad , \quad \int \dots dx'' \Rightarrow x'' = -x/gb$$

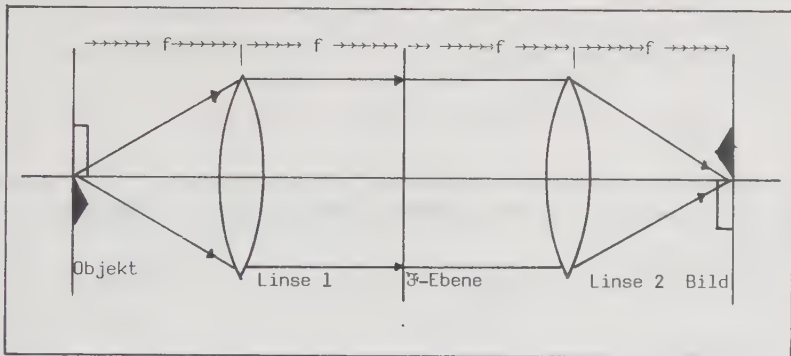
Wir erhalten

$$U(x,g+b) = U_0(-x/gb) e^{[i\pi x^2/\lambda b (1+g/b)]} \quad (3.2.-3)$$

Dabei bedeutet das Minuszeichen, daß das Bild kopfsteht, b/g ist der Abbildungsmaßstab, die e -Funktion beschreibt einen für unsere weiteren Zwecke unwesentlichen Phasenfaktor.

Würde man eine ähnliche Rechnung durchfuehren, wobei man $g=b=f$ annähme, ergäben sich die Fouriertransformationseigenschaften einer Linse explizit.

Danach kann man eine Abbildung auch als zweifache Fouriertransformation schreiben. Die gebräuchlichste Form, dies darzustellen ist hierbei der sogenannte 4-f-Aufbau, wie ihn die Figur A3.2.-2 zeigt.



FIGUR A3.2.-2: 4-f-Aufbau

Die einzelnen Schritte lassen sich mathematisch wie folgt darstellen:

$$z=0: \quad U_0(x'',0)$$

$$z=2f: \quad \tilde{U}(v,2f) = \mathcal{F}[U_0] = \int U_0(x'',0) e^{[-2\pi i v x'']} dx'', \text{ wobei } v=x'/\lambda f$$

$$z=4f: \quad U(x,4f) = \mathcal{F}[\tilde{U}_0] = \int \tilde{U}_0(v,2f) e^{[-2\pi i v x]} dv$$

$$= \iint U_0(x'',0) e^{[-2\pi i (x''+x)]} dx'' dv$$

$$= U_0(-x'',0)$$

(3.2.-4)

Die Empfänger verarbeiten aber nicht die komplexen Amplituden, sondern nur Intensitäten I:

$$I(x) = U_0(x) \cdot U_0^*(x) = |U_0(x)|^2$$

(3.2.-5)

Die Gesamtenergie, die ein Empfänger während der Belichtungszeit t aufnimmt berechnet sich daraus wie folgt:

$$E(x) = \int_0^t I(x) dt = t I(x)$$

(3.2.-6)

Entscheidend wird die Zeitintegration, wenn wir es mit einem zeitveränderlichen I zu tun haben. Die Folge der Integration sind dann z.B. die fotografischen Bewegungsunschärfen.

Das Endprodukt des Aufnahmeprozesses, eine fotografische Transparenz oder ein Signalstrom, bildet sich dann wie folgt aus der eingeströmten Energie:

$$T(x) = T_0 + bE(x) + cE(x)^2 + dE(x)^3 + \dots \quad (3.2.-7)$$

Angestrebt wird natürlich meistens, daß man sich im linearen Bereich des Aufnahmemediums bewegt, um die Bildinformation möglichst naturgetreu zu halten, d.h. $c, d, \dots = 0$.

2. Holografie

Wegen der hohen Frequenz optischer Wellen gibt es keine Empfänger die in der Lage sind, der Phase der Lichtwelle zu folgen und aufzuzeichnen. Man sagt, der Empfänger sei phasenblind, er registriert nur die einfallende Energie E , welche ja das Produkt aus der Lichtintensität I und der Belichtungszeit t ist. Gabor I OA 8 I hatte nun 1948 die Idee, wie man trotzdem die in der Lichtwelle enthaltene Phaseninformation speichern könnte: Man speichert aber dabei nicht den absoluten Phasenwert, sondern man bildet durch den Einsatz einer Referenzwelle eine Phasendifferenz und zeichnet diese dann auf.

Sei $U_0(x) = |U_0(x)| e^{-i\mathbf{p}_0(x)}$, die vom Objekt ausgehende Signalwelle. Dieses Licht sei nun in der Lage in der Aufzeichnungsebene mit einer ebenen Referenzwelle $R(x) = |R(x)| e^{-i\mathbf{p}_r(x)}$ zu interferieren. Die Energieverteilung auf der Hologrammplatte sieht dann so aus:

$$\begin{aligned} E(x) &= \int_0^t I(x) dt = \int |U_0(x) + R(x)|^2 dt = \\ &= t[|U_0(x)|^2 + |R(x)|^2 + |U_0(x)||R(x)| e^{i[\mathbf{p}_0(x) - \mathbf{p}_r(x)]} + \\ &\quad + |U_0(x)||R(x)| e^{-i[\mathbf{p}_0(x) - \mathbf{p}_r(x)]}] \end{aligned} \quad (3.2.-8)$$

Nehmen wir nun an, die Aufzeichnung erfolge linear, so erhalten wir nach der Entwicklung der Fotoplate eine Amplitudentransparenz $T(x)$, die, da sie ein Negativ ist, so aussieht:

$$T(x) \approx T_0 - bE(x)$$

Beleuchtet man nun $T(x)$ wieder mit der gleichen, ebenen Referenzwelle $R(x)$, so erhalten wir unter Annahme der Kirchhoff'schen Näherung folgende rekonstruierte Welle:

$$U_R(x) = R(x) \cdot T(x) = \mathbf{t} \mathbf{b} [R(x) [|U_O(x)|^2 + |R(x)|^2] + \underbrace{|U_O(x)| |R(x)| e^{i\mathbf{p}_O(x)} + |U_O(x)| |R(x)| e^{-i[\mathbf{p}_O(x) - 2\mathbf{p}_R(x)]}}_{(3.2.-9)}]$$

Nehmen wir nun weiterhin an, daß der Betrag von $R(x)$ gleich 1 ist, so sehen wir, daß der unterstrichene Term die volle Objektinformation trägt.

In der Praxis unterscheidet man nun 3×2 verschiedene prinzipielle Aufbauten. Zwei Möglichkeiten gibt es die Referenzwelle zuzuführen:

Die Referenzwelle sei gegeben durch:

$$R(x) = 1 e^{i\mathbf{p}_R(x)} \quad \text{mit} \quad \mathbf{p}_R(x) = 2\pi \sin(\mathbf{a}) v_O x / c$$

wobei v_O = Frequenz der Lichtwelle, $\mathbf{a} = \angle$ (Referenz-, Objektwelle),
 c = Lichtgeschwindigkeit

a. On-axis Hologramm

$$\text{d.h. } \mathbf{a} = 0 \Rightarrow \mathbf{p}_R = 0 \Rightarrow R(x) = 1$$

Die Gleichung (3.2.-6) wird dann zu:

$$1 \cdot T(x) = \mathbf{t} \mathbf{b} [|U_O(x)|^2 + 1 + |U_O| e^{i\mathbf{p}_O(x)} + |U_O| e^{-i\mathbf{p}_O(x)}] \quad (3.2.-10)$$

Die einzelnen rekonstruierten Holografiet Terme liegen nun alle auf der optischen Achse des Systems und sind nur entlang dieser räumlich getrennt. Dies ist natürlich für den Beobachter von Nachteil, denn er sieht immer alle oder keinen dieser Terme. Diesen Nachteil überwindet die off-axis Holografie von Leith und Upatnicks I OA 9 I:

b. Off-axis Hologramm

$$\text{d.h. } \mathbf{a} \neq 0 \Rightarrow \mathbf{p}_R \neq 0 \Rightarrow R(x) = 1 e^{2\pi i \mu x}$$

mit $\mu = \sin(\mathbf{a}) v_O / c$

Wir erhalten dann:

$$e^{2\pi i \mu x} \cdot T(x) = \text{tbf} \left[\frac{e^{2\pi i \mu x} (|U_o(x)|^2 + 1)}{1} + \frac{|U_o| e^{i p_o(x)}}{2} + \frac{|U_o| e^{-i p_o(x)} e^{4\pi i \mu x}}{3} \right] \quad (3.2.-11)$$

Die Terme $e^{2\pi i \mu x}$, $e^{4\pi i \mu x}$ wirken nun im Unterschied zu a. wie ein Prisma, d.h. sie lenken das Licht ab, ändern aber am Informationsgehalt der Welle sonst nichts. Dies bedeutet, daß die Holografiet Terme nun auch senkrecht zur optischen Achse getrennt sind:

- Term 1 bleibt auf der optischen Achse
- Term 2 wird um den Winkel α abgelenkt
- Term 3 wird um den Winkel 2α abgelenkt

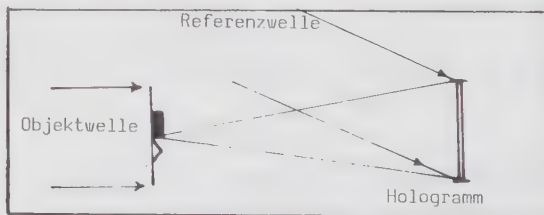
Der Beobachter kann nun wählen, welchen Term er sehen will. Normalerweise wird er an dem Term 2 interessiert sein, der ja die Objektinformation trägt. Das Trennen der Terme erreicht man durch spatiale Filterung. Spatial filtern heißt dabei in diesem Zusammenhang, daß man im einfachsten Fall ein Stück schwarze Pappe in den Strahlengang hält, die diese nicht gewünschten Terme abblockt.

Eine andere Möglichkeit Hologramme zu klassifizieren bietet sich an, wenn man die möglichen Orte der Hologrammaufnahme bezüglich des Objekts betrachtet.

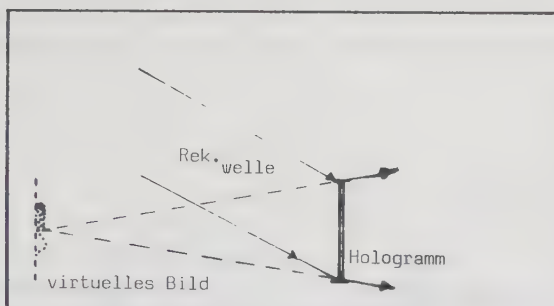
a. Der allgemeinste Fall ist die linsenlose Fresnelholografie:

Hierbei steht die Hologrammplatte irgendwo im Strahlengang des Objektlichtes. Da in endlicher Entfernung vom Objekt das Wellenfeld hierbei durch die Fresnelbeugung beschrieben wird, wird dieser Typ Fresnelhologramm genannt.

Die Figuren A 3.2.-3 und A3.2.-4 zeigen die prinzipielle Aufnahme- und Rekonstruktionsmöglichkeit:

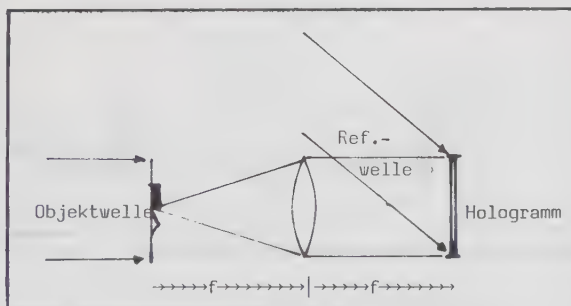


FIGUR A3.2.-3: Fresnelhologrammaufnahme

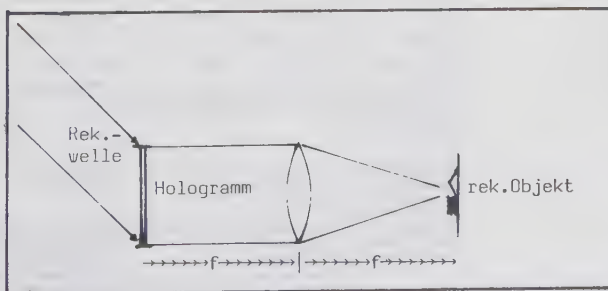


FIGUR A3.2.-4: Fresnelhologrammrekonstruktion

b. Steht die Hologrammplatte im "Unendlichen", so wird die Fraunhofer- oder Fouriertransformierte von U_0 aufgezeichnet, daher bezeichnet man diese Art der Aufzeichnung als Fourierholografie. Die Figuren A3.2.-5 und A3.2.-6 zeigen wiederum die Aufnahme und Rekonstruktion:

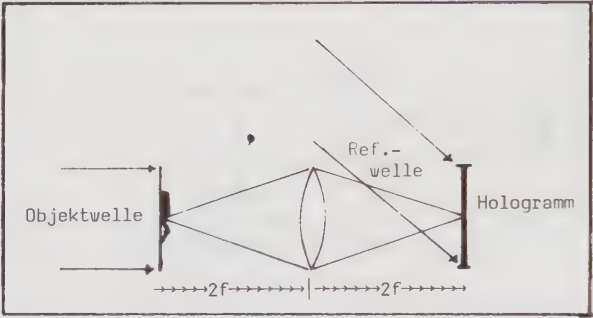


FIGUR A3.2.-5: Fourierhologrammaufnahme

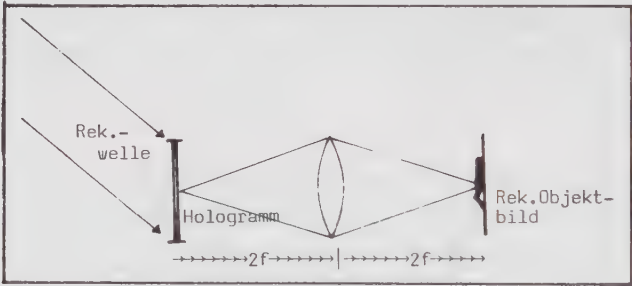


FIGUR A3.2.-6: Fourierhologrammrekonstruktion

c. Der andere Extremfall tritt ein, wenn die Hologrammplatte in der Bildebene von U_0 oder direkt am Ort von U_0 steht. In diesem Fall spricht man von Bildebenenholografie. Die Prinzipaufbauten zeigen die Figuren A3.2.-7 und A3.2.-8.



FIGUR A3.2.-7: Bildebenenhologrammaufnahme



FIGUR A3.2.-8: Bildebenenhologrammrekonstruktion

Die wichtigsten Vor- und Nachteile dieser drei Holografietypen soll die folgende Tabelle 3.2. aufzeigen.

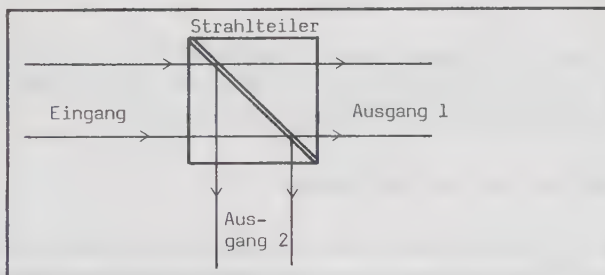
	Fourier	Fresnel	Bildebene
Kohärenz des Lichts	spatial:ja spektral:ja	mittel	spatial:nein spektral: niedrig
Optische Bauelemente, z.B. Linsen	ja	nein	ja
Empfindlichkeit gegen mech. Beschädigung	niedrig, lediglich Auflösungsverlust	Zwitter	hoch, wie bei Fotografie
Rekonstruktion in Echtzeit möglich?	nur bedingt: koh.Licht+ Thermoplastisches Mat.	wie Fourier	Rekonstruktion in Echtzeit auch elektronisch möglich, da U_0 direkt in der Holoebene entsteht!

TABELLE A3.2.

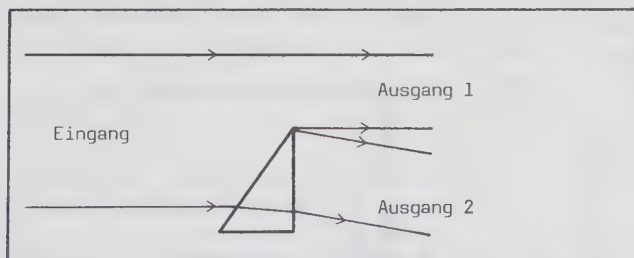
Als nächstes wollen wir uns nun noch kurz mit der Möglichkeit der Strahlteilung, dem Kontrast der erzeugten Interferenzstreifen , sowie dem Energiesatz beschäftigen.

a. Strahlteilungsmöglichkeiten

Es gibt zwei prinzipielle Möglichkeiten eine Wellenfront zu teilen um die Referenzwelle zu gewinnen. Figur A3.2.-9 zeigt die Amplitudenteilung und A3.2.-10 die Wellenfrontteilung. Der Einfluß der Teilungsart auf die Hologrammaufnahme ist in IOB6I diskutiert. Wir verwenden in unserem Aufbau ausschließlich die Amplitudenteilung. Das Wort Amplitudenteilung ist leider etwas irreführend, man kann ja nur Intensitäten messen. Die angegebenen Teilungsverhältnisse beziehen sich immer auf die resultierenden Intensitäten.



FIGUR A3.2.-9: Amplitudenteilung



FIGUR A3.2.-10: Wellenfrontteilung

b. Der Streifenkontrast

Der Streifenkontrast ist definiert als:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.2.-12)$$

Sei $A:B$ das Verhältnis von Objektstrahl- zu Referenzstrahlintensität, so ergibt sich:

$$I = |\sqrt{A}e^{ip_1} + \sqrt{B}e^{ip_2}|^2 = A + B + 2\sqrt{AB} \cdot \cos(p_1 - p_2)$$

$$\cos = 1 \Rightarrow I_{\max} = A + B + 2\sqrt{AB} \quad (3.2.-13)$$

$$\cos = -1 \Rightarrow I_{\min} = A + B - 2\sqrt{AB}$$

$$\text{d.h. Kontrast } K = \frac{2\sqrt{AB}}{A+B}, \quad \langle I \rangle = (I_{\max} + I_{\min})/2 = A + B$$

wenn $A = B \Rightarrow K=1$ (optimaler, erstrebenswerter Fall)

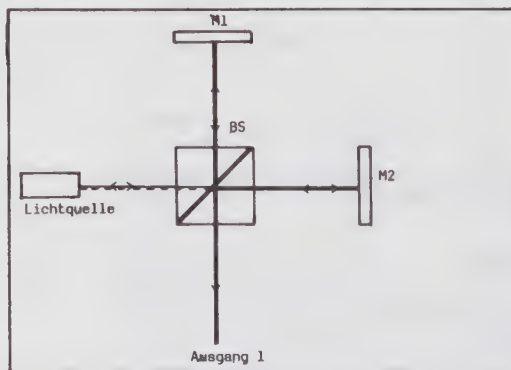
c. Der Energiesatz

Frage: Kann man zwei kohärente, unendlich ausgedehnte Wellenzüge, die sich in verschiedene Richtungen bewegen, verlustfrei zusammenführen, so daß sie danach nur noch eine gemeinsame Ausbreitungsrichtung besitzen?

Antwort: Nein! denn sonst wäre das Folgende möglich:

Man verzögert ein Wellenfeld, sodaß nach dem Zusammenführen eine destruktive Interferenz entsteht. In dem Raum hinter dem Wellenfrontvereiniger würde man also die Energie "null" messen, dh. $E_{\text{ein}} \neq E_{\text{aus}}$. Falls man sonst Verlustfreiheit annahm, widerspricht dieses Ergebnis dem Satz von der Erhaltung der Energie.

Als Beispiel betrachten wir ein Michelson-Interferometer wie in Figur A3.2.-11.

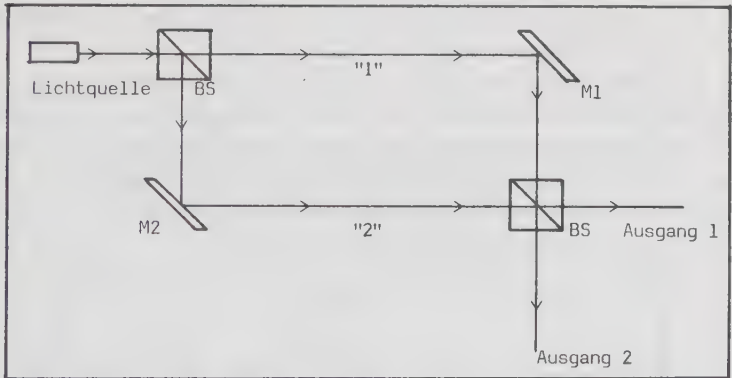


FIGUR A3.2-11: Michelson-Interferometer

Verschieben wir einen Spiegel so, daß zwischen den Wellenfronten eine Phasendifferenz von $\pi/2$ auftritt, so erhalten wir am Ausgang kein Licht. Wo ist also die Energie?

Auch in diesem Fall haben wir einen zweiten Ausgang. Dieser zweite Ausgang ist identisch mit dem Eingang der Lichtwelle. Das Licht wird also in dem angenommenen Fall in die Lichtquelle zurückreflektiert, bei der angenommenen Verlustfreiheit bedeutet dies, daß man den Laser löscht.

Etwas durchsichtiger ist das Mach-Zehnder-Interferometer, das Figur A3.2-12 zeigt:



FIGUR A3.2.-12: Mach-Zehnder-Interferometer

Sei hier die Eingangsintensität $I_0 = 1$ und das Teilverhältnis der Spiegel jeweils 1:1, so erhalten wir:

Sei am Ausgang 1: $U_{11} = \frac{e^{i\mathbf{p}_1}}{2}$ und $U_{12} = \frac{e^{i\mathbf{p}_2}}{2}$ mit $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$

wobei U_{11} die Welle ist, die den Weg 1 zum Ausgang 1 und U_{12} die Welle ist, die den Weg 2 zum Ausgang 1 genommen hat.

$$\Rightarrow I_1 = |U_{11} + U_{12}|^2 = 1/4 + 1/4 + 2/4 \cos(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) = 1$$

$$\Rightarrow \text{da } I_1 + I_2 = I_0, \text{ dass } I_2 \text{ gleich null sein muss} \tag{3.2.-14}$$

$$I_2 = 1/4 + 1/4 + 2/4 \cos(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_x) = 0$$

$$\Rightarrow \mathbf{p}_x = \pi$$

Wie wir also sehen, liefert uns der Energiesatz automatisch, daß zwischen dem Ausgang 1 und 2 eines Interferometers ein Phasenprung von π auftritt.

1. Kompensationsmethoden

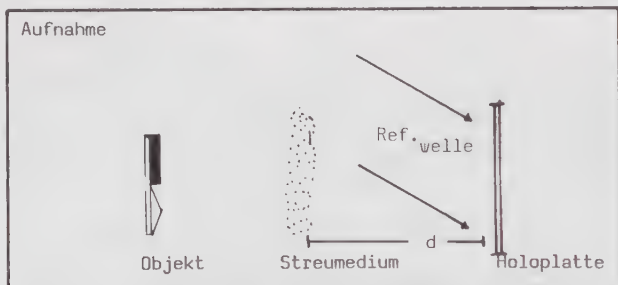
I NB 1, NB 2 I

Alle diese Methoden haben zum Ziel, die mit der Nebelfunktion gefaltete Objektwelle nachträglich zu entfalten. Drei Möglichkeiten findet man in der Literatur:

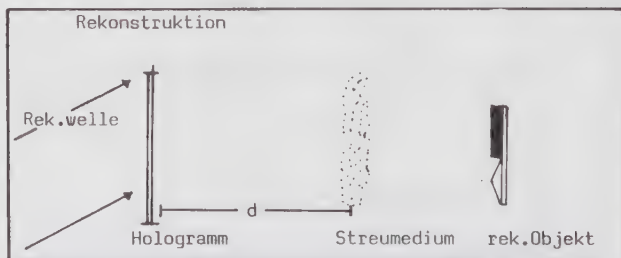
a. Kompensation durch den Streuer selbst:

Bei der Aufnahme nimmt man ein Hologramm von dem, durch den stationären Streuer verfälschten Objekt auf.

Bei der Rekonstruktion stellt man nun an die Stelle des Objekts das Hologramm, wobei gewährleistet sein muß, daß der Abstand Hologramm-Streuer nicht geändert wird. Das Hologramm beleuchtet man nun mit einer Referenzwelle, bei der der Winkel zwischen Referenzwelle und optischer Achse nun das Vorzeichen gewechselt hat. Der Streuer bleibt unverändert. Hinter dem Streuer erscheint dann ein reelles, unverfälschtes Bild des Objekts.



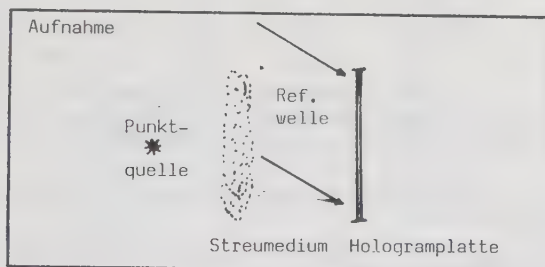
FIGUR A3.3.-1: Hologrammaufnahme durch einen Streuer hindurch



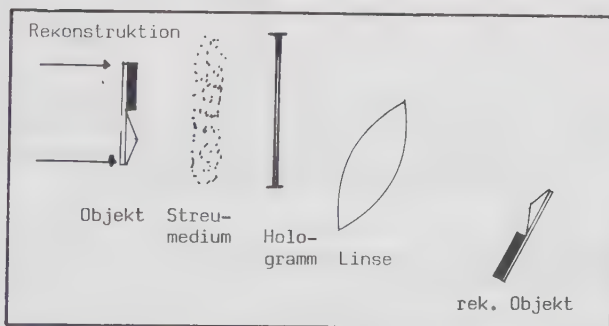
FIGUR A3.3.-2: Kompensation durch den Streuer selbst

b. Kompensation durch ein Hologramm des Streuers:

Zuerst erstellt man ein Hologramm einer Punktlichtquelle durch den Streuer hindurch. Der Streuer bleibt dann unverändert. An die Stelle der Punktlichtquelle tritt dann das mit einer ebenen Welle beleuchtete Objekt. Hinter der Konfiguration Objekt-Streuer-Hologramm -Abbildungslinse erscheint dann ein reelles Bild des Objekts.



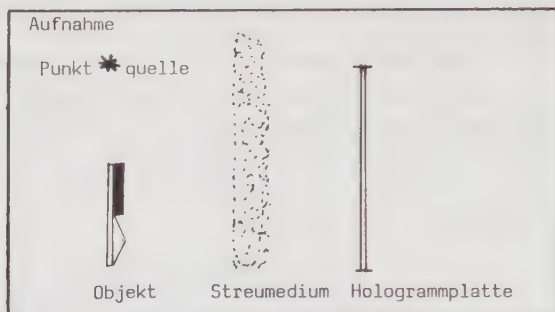
FIGUR A3.3.-3: Aufnahme der "Punktbildfunktion" des Streuers



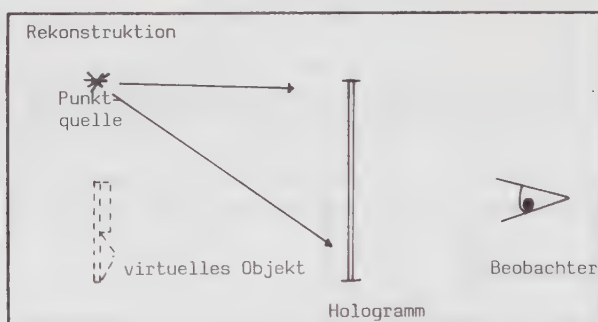
FIGUR A3.3.-4: Kompensation durch ein Streuerhologramm

c. Selbstkompensation des Streuers:

Hier nimmt man ein Hologramm des Objekts mit einer Referenzpunktlichtquelle durch den stationären, homogenen Streuer hindurch auf. Der Streuer muß im Bereich, wo das Objektlicht und das Referenzlicht durchtritt die gleichen Eigenschaften besitzen. Bei der Rekonstruktion beleuchtet man das Hologramm nur mit der Punktlichtquelle. Der Streuer ist nun entfernt. Nun sieht man ein ungestörtes, virtuelles Bild des Objekts.



FIGUR A3.3.-5: Aufnahme eines Selbstkompensationshologramms



FIGUR A3.3.-6: Rekonstruktion durch Selbstkompensation

2. Gatingmethoden

I NA1,NA2,NA4,NA5,NA7,NA8 I

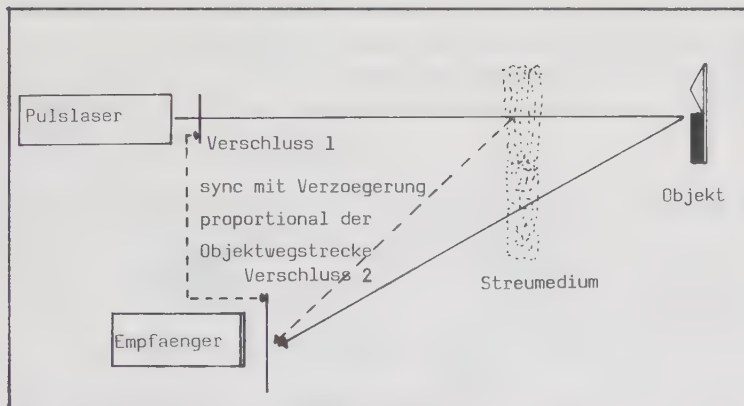
a. Range- oder Timegating

Den Aufbau zeigt Figur A 3.3.-7. Da zwischen dem Rückstreulicht und dem Objektlicht ein Laufzeitunterschied wegen der verschiedenen Laufstrecken besteht, ist es möglich mit schnellen Verschlüssen das Streulicht zu entfernen, indem man es gar nicht erst auf die Fotoplatte gelangen läßt.

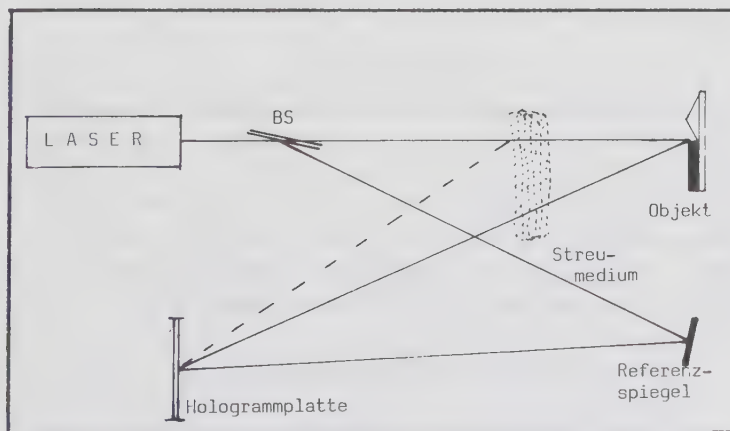
b. Coherence Gating

Das Streulicht ist, da wir nun zur Beleuchtung einen Laser mit kurzer Kohärenzlänge benutzen aufgrund des Laufstreckenunterschieds nicht mehr interferenzfähig.

Es trägt also nicht mehr zur Holografieerbildung bei, sondern erzeugt lediglich einen inkohärenten Untergrund. Diese Methode ist allerdings aber auch nur auf das Rückstreulicht anzuwenden. Den Aufbau zeigt Figur A3.3.-7.



FIGUR A3.3.-7: Time-Gating Methode



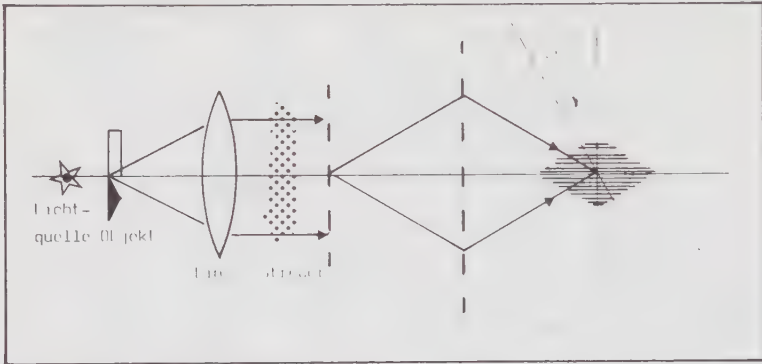
FIGUR A3.3.-8: Coherence-Gating Methode

3. Abbildung durch streuende Medien mit Hilfe eines achromatischen Interferometers.

INA 9,XA1,XA2I

Das Schlüsselement ist hierbei ein achromatisches Interferometer, dessen abbildende Eigenschaften von Leith und Chang beschrieben wurden.

Den Grundaufbau zeigt die Figur A3.3.-9



FIGUR A3.3.-9: Achromatisches Interferometer -Aufnahmeaufbau-

Hat man nur eine Punktquelle, so trifft auf das Strahlteilergitter eine komplexe Amplitude

$$U = S(\mathbf{d}, \lambda) e^{2\pi i \mathbf{a} \cdot \mathbf{x}_0} \quad (3.3.-1)$$

mit $\mathbf{a} = \sin \mathbf{d} / \lambda$, $\lambda =$ Lichtwellenlänge, $S(\mathbf{d}, \lambda) =$ Objektintensitätsverteilung

Die spatiale Frequenz des G_s -Gitters sei F_1 , und die spatiale Frequenz des Strahlvereinigungsgitters G_c sei F_2 . Wenn nun F_2 größer F_1 ist, dann treffen die beiden Strahlen der 1. Ordnung sich wieder und bilden ein Interferenzstreifenmuster, dessen Intensitätsverteilung gegeben ist durch:

$$I_p(x, z, \mathbf{d}, \lambda) = S(\mathbf{d}, \lambda) [1 + \cos(4\pi F_0 (x - z \sin \mathbf{d}))] \quad (3.3.-2)$$

$$\text{mit } F_0 = F_2 - F_1$$

Hier sieht man auch, warum es ein achromatisches Interferometer ist, die Streifenlage ist nämlich unabhängig von der Wellenlänge.

Bewegt sich nun die Punktlichtquelle entlang der x_0 bzw. d -Achse, so wird die z -Komponente der spatialen Ausgangsfrequenz geändert.

D.h.

1. Jede Position der Punktlichtquelle auf der x_0 -Achse ist für eine bestimmte Raumfrequenz in der z -Richtung verantwortlich.

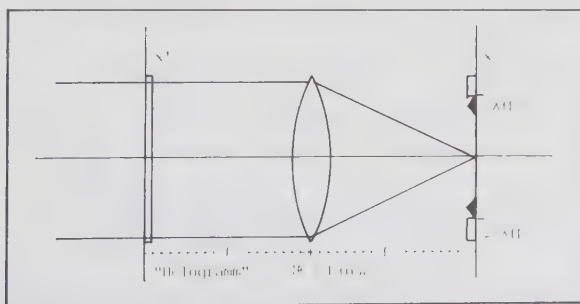
2. Bewegt sich die Punktquelle während der Belichtungszeit, so bewegen sich auch die Streifen mit. Sie werden also durch Zeitmittelung an Kontrast verlieren. Dies ist der Grund, warum das Licht von bewegten Streuern in der Rekonstruktion entfernt werden kann.

Hat man ein ausgedehntes Objekt in der x_0 -Ebene, so erhält man folgende Intensitätsverteilung in der x -Ebene:

$$\begin{aligned}
 I(x,z) &= \iint I_p(x,z,d,\lambda) dd d\lambda = \\
 &= \iint S(d,\lambda) dd d\lambda + 1/2 \iint [S(d,\lambda) d\lambda] e^{-4\pi i F_0 z} dd e^{4\pi i F_0 x} + \\
 &+ 1/2 \iint [S(d,\lambda) d\lambda] e^{4\pi i F_0 z} dd e^{-4\pi i F_0 x}
 \end{aligned} \tag{3.3.-3}$$

wobei angenommen wurde $\sin d \approx d$

Wie man sieht sind die dd -Integrale in der z -Domäne eine 1D-Fouriertransformation. D.h. wendet man darauf eine Rücktransformation bezüglich z an, so erhält man die Quellenstruktur, d.h. ein Bild der Quelle. Bei den durchgeführten Experimenten wurde nicht die Intensitätsverteilung in x -Richtung, sondern in x' -Richtung, d.h. um einen Winkel γ gedreht, aufgenommen. Das Rekonstruktionsschema zeigt die Figur A3.3.-10



FIGUR A3.3.-10: Achromatisches Interferometer –Rekonstruktion–

Wir haben es also hier mit einer Art achromatischer Fourierholografie zu tun. Die Beugungsordnungen müssen hierbei soweit aufspalten, daß sich die Bilder des Objekts nicht überlappen. (Vergleiche Bildbenenhologramm: Hier dürfen sich die Frequenzspektra nicht überlappen)

Eine niedrige Modulationsfrequenz F_0 schränkt also nicht die Bildauflösung, sondern die Bildfeldbreite ein.

A 3.4. Speckles

I OA6, OA7 I

Gegeben sei ein raues Objekt, welches kohärent beleuchtet wird:

Die komplexe Amplitude kann man dann so schreiben:

$$U(x) = A(x) e^{i\mathbf{p}_T(x)} \quad (3.4.-1)$$

$\mathbf{p}_T(x)$ ist eine Zufallsvariable und kann Werte zwischen $-\pi$ und $+\pi$ annehmen, wobei diese auch $\text{mod}(2\pi)$ entstehen koennen.

Haette man eine ideale Abbildung, d.h. keine Blende im Strahlengang und unendlich grosse Linsen, dann haette man als Bildintensitaet:

$$I(x) = |U(x)|^2 = |A(x)|^2 e^{i\mathbf{p}_T(x) - i\mathbf{p}_T(x)} = |A(x)|^2 \quad (3.4.-2)$$

In der Wirklichkeit ist aber eine Abbildung immer beugungsbegrenzt, da jeder Linsendurchmesser endlich ist. Die Point-spread-function eines solchen Abbildungssystems ist dann das bekannte Airy-Scheibchen. Jeder Punkt eines Objekts produziert also ein Airy-Scheibchen.

Die Intensitaet an einem Punkt in diesem Airy-Scheibchen im Bild setzt sich also aus der Ueberlagerung vieler solcher Airy-Scheibchen zusammen. Da wir das Objekt kohärent beleuchten, muss man alle Beitraege erst kohärent addieren, bevor man das Betragsquadrat bildet.

Wir bekommen also:

$$\begin{aligned} I(x) &= |U(x)|^2 = \left| \sum_n |a_n| e^{i\mathbf{p}_n} \right|^2 = \quad (3.4.-3) \\ &= \sum_{n=m} |a_n|^2 + \sum_m \sum_n |a_n a_m| [e^{i(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_m)} + e^{-i(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_m)}] \\ &= \sum_{n=m} |a_n|^2 + \sum_n \sum_m |a_n a_m| 2\cos(\mathbf{p}_n - \mathbf{p}_m) \end{aligned}$$

Die gemittelte Intensitaet kann man auch so schreiben:

$$\begin{aligned} \langle I(x) \rangle &= e^{-s^2} |A(x) * p(x)|^2 + \quad (3.4.-4) \\ &+ (1 - e^{-s^2}) \pi \frac{1_0}{s^2} [|A(x)|^2 * |p(x)|^2] \end{aligned}$$

wobei s = root mean square der Phase, 1_0 = Korrelationslaenge

$p = \mathcal{F}[\tilde{p}]$, $\tilde{p}$ = Pupillenfunktion

D.h. Der erste Term ist also nichts anderes als das kohärente Bild, der zweite Term beschreibt den inkohärenten Bildanteil.

Die Groesse eines Speckles ist die gleiche wie die eines Airy-Scheibchen und wird durch die Auflösung des optischen Systems gegeben:

$$\delta x = \lambda f / B \quad (3.4.-5)$$

wobei: δx := minimaler, aufgelöster Abstand

f := Brennweite

λ := Lichtwellenlänge

B := Aperturweite

Die mittlere Intensität ist wie oben $\langle I \rangle = \langle |U|^2 \rangle$ und deren Varianz berechnet sich zu:

$$s_I^2 = \langle |U^2|^2 \rangle + \langle |U|^2 \rangle - 2 \langle |U| \rangle^4 \quad (3.4.-6)$$

Der Specklekontrast ist: $K_{sp} = s_I / \langle I \rangle \quad (3.4.-7)$

Für unsere Zwecke benötigen wir das Powerspektrum eines allgemeinen Specklemusters:

$$\begin{aligned} W(v) &= |\mathcal{F}[I(x)]|^2 \sim \\ &\sim c \delta(v) + c_1 |\tilde{p}|^2 + c_2 |\tilde{p}|^2 \otimes |\tilde{p}|^2 \end{aligned} \quad (3.4.-8)$$

Die Konstanten c_n hängen von der Rauheit des Objekts ab.

Der c_1 -Term verschwindet, wenn es sich um ideale Streuer ($s > 2$) handelt. D.h. das Powerspektrum normaler Specklemuster ist dann die Autokorrelation der quadrierten Pupillenfunktion.

Bei schwach streuenden Objekten ist das Powerspektrum durch die quadrierte Pupillenfunktion allein beschrieben (c_2 verschwindet)

A 3.5. Der Dopplereffekt

I OB 9 I

Die allgemeinste Formel für den optischen Dopplereffekt lautet:

$$\nu_B = \nu_0 \cdot \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 + (v/c) \cos \mathbf{d}} \quad (3.5.-1)$$

mit ν_0 := Ruhfrequenz

ν_B := beobachtete Frequenz

v := Quellengeschwindigkeit bezueglich des Beobachters

$\mathbf{d}$:= $\angle$ (Beobachtungsrichtung, Bewegungsrichtung des Beobachters)

Falls $v/c \ll 1$, so vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\nu_B = \nu_0 \cdot \frac{1}{1 + (v/c) \cos \mathbf{d}} \quad (3.5.-2)$$

Dies ist der nicht-relativistische Dopplereffekt.

Fuer die Differenzfrequenz gilt dann weiter, da v/c in unserem Fall ungefaehr 10^{-8} ist:

$$\Delta \nu_D = \nu_B - \nu_0 \approx -\nu_0 \cdot (v/c) \cdot \cos \mathbf{d} = -1/\lambda_0 \vec{v} \cdot \vec{e}_{\text{ein}} \quad (3.5.-3)$$

wenn $\mathbf{d} = \pi/2, 3\pi/2 \Rightarrow \cos \mathbf{d} = 0$, d.h. nichtrelativistisch ist kein Dopp-
lerschift beobachtbar, jedoch relativistisch:

$$\nu_B = \nu_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (3.5.-4)$$

Dies ist der transversale Dopplereffekt.

Unser Problem ist aber nicht relativistisch.

Bei einem Streuvorgang berechnet sich dann der resultierende Dopplereffekt zu:

$$\Delta \nu_D = \frac{1}{\lambda_0} \vec{v} \cdot (\vec{e}_{\text{aus}} - \vec{e}_{\text{ein}}) \quad (3.5.-5)$$

Denn man kann ja die Streuung als Absorption+ Emission auffassen.

A 3.6. Computerkompatible Mie-Streuformeln

I SB2 I

Die allgemeine Behandlung der Lichtstreuung nach Mie erfordert in der Regel den Einsatz von numerischen Methoden. Deshalb sollen hier nicht nur die charakteristischen Streukenngrößen aufgelistet werden, sondern wir wollen auch Rekursionsformeln angeben, die es einem erlauben auf einfache Weise einen Rechner einzusetzen.

Wir gehen hier aber nur auf die Streuung einer polarisierten, ebenen Einzelwelle durch einen kugelförmigen, homogenen Einzelstreuer ein.

Die zwei wichtigsten Grundparameter sind :

$$q = 2\pi a/\lambda \quad \text{und} \quad m = m_r - i m_i$$

wobei a =Teilchenradius, λ =Lichtwellenlänge, m_r =Realteil des Brechungsindex (Absorptionsteil), m_i = Imaginarteil des Brechungsindex

Weiter benötigen wir das Produkt $p = m \cdot q$

a. Zu berechnende Größen:

Komplexe Streuamplituden:

Senkrechte Komponente

$$S_{\perp}(D) = \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos D) + b_n \mu_n(\cos D)] \quad (3.6.-1)$$

Paralle Komponente

$$S_{\parallel}(D) = \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos D) + a_n \mu_n(\cos D)] \quad (3.6.-2)$$

Gesamtamplitude

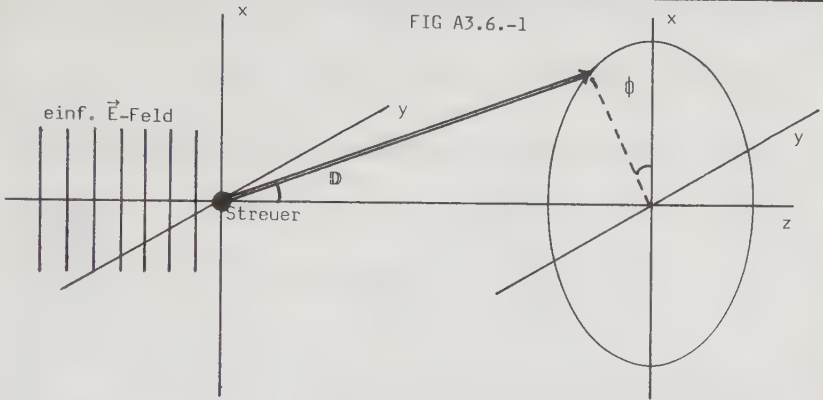
$$S(D, \phi) = S_{\perp}(D) \sin \phi + S_{\parallel}(D) \cos \phi \quad (3.6.-3)$$

$$U_S = |S(D, \phi)| e^{[2\pi i v t + \Delta \psi]}, \quad \text{mit } \Delta \psi = \frac{\text{Im}[S(D, \phi)]}{\text{Re}[S(D, \phi)]} \quad (3.6.-4)$$

Streuintensität:

$$I_S = 1/2 (\lambda/2\pi)^2 [|S_{\perp}(D)|^2 \sin^2 \phi + |S_{\parallel}(D)|^2 \cos^2 \phi] \quad (3.6.-5)$$

FIG A3.6.-1



b. Integrale Groessen:

Streuquerschnitt: $C_{\text{scat}} = Q_{\text{scat}} \cdot \pi a^2$

$$Q_{\text{scat}} = 2/q^2 \sum_n (2n+1) [|a_n|^2 + |b_n|^2] \quad (3.6.-6)$$

Rueckstreuquerschnitt: $C_{\text{bks}} = Q_{\text{bks}} \cdot \pi a^2$

$$Q_{\text{bks}} = 4/q^2 \left| \sum_n (n+1/2) (-1)^n (a_n - b_n) \right|^2 \quad (3.6.-7)$$

Extinktionsquerschnitt: $C_{\text{ext}} = Q_{\text{ext}} \cdot \pi a^2$

$$Q_{\text{ext}} = 2/q^2 \sum_n (2n+1) \text{Re}[a_n + b_n] \quad (3.6.-8)$$

Absorptionsquerschnitt: $C_{\text{abs}} = Q_{\text{abs}} \cdot \pi a^2$

$$Q_{\text{abs}} = Q_{\text{ext}} - Q_{\text{scat}} \quad (3.6.-9)$$

Totale Streuleistung im 4π -Raum:

$$P_s = \int I_s(\mathbf{D}, \phi) R^2 d\mathbf{O} = I_0 C_{\text{scat}} \quad (3.6.-10)$$

c. Rekursionsformeln fuer die Hilfsfunktionen

$$\pi_n(\cos D) := \cos D \frac{(2n-1)}{(n-1)} \pi_{n-1}(\cos D) - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}(\cos D) \quad (3.6.-11)$$

$$\begin{aligned} \mu_n(\cos D) := & \cos D [\pi_n(\cos D) - \pi_{n-2}(\cos D)] - (2n-1) \sin^2 D \pi_{n-1}(\cos D) + \\ & + \mu_{n-2}(\cos D) \end{aligned} \quad (3.6.-12)$$

mit	$\pi_0 = 0$	$\mu_0 = 0$
	$\pi_1 = 1$	$\mu_1 = \cos D$
	$\pi_2 = 3 \cos D$	$\mu_2 = 3 \cos 2D$

$$a_n := \frac{[A_n(p)/m + n/q] \operatorname{Re}[Q_n(q)] - \operatorname{Re}[Q_{n-1}(q)]}{[mA_n(p) + n/q] Q_n(q) - Q_{n-1}(q)} \quad (3.6.-13)$$

$$b_n := \frac{[mA_n(p) + n/q] \operatorname{Re}[Q_n(q)] - \operatorname{Re}[Q_{n-1}(q)]}{[mA_n(p) + n/q] Q_n(q) - Q_{n-1}(q)} \quad (3.6.-14)$$

$$Q_n(q) := (2n-1)/q Q_{n-1}(q) - Q_{n-2}(q) \quad (3.6.-15)$$

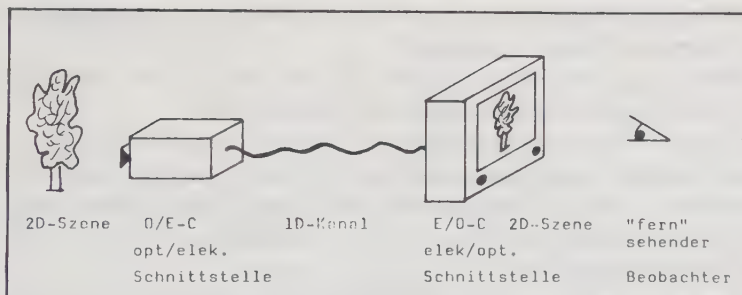
mit $Q_0(q) := \sin q + i \cos q$, $Q_{-1} := \cos q - i \sin q$

$$A_n(p) := -n/p + [n/p - A_{n-1}(p)]^{-1} \quad (3.6.-16)$$

mit $A_0(p) := \cosh p / \sinh p$

Alle Rechnungen sind in "complex, double precision" durchzufuehren.

1. Das Grundproblem: "Fern"sehen



FIGUR A3.7.-1: Prinzipbild "Fernsehen"

Die Figur A 3.7.-1 zeigt den Grundaufbau eines Fernsehsystems. Im Folgenden wollen wir uns nun die einzelnen Bauteile etwas näher anschauen. Diese Subsysteme sind:

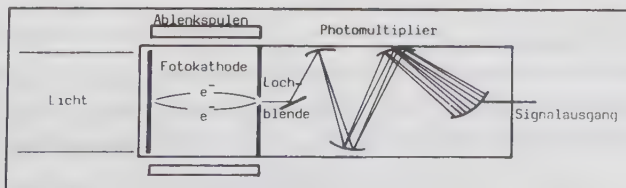
- die optisch-elektronische Schnittstelle, sprich Kamera,
- der Übertragungskanal,
- die elektronisch-optische Schnittstelle, sprich Fernsehmonitor.

2. Die optisch-elektronische Schnittstelle

Hierbei wollen wir uns auf flächenhafte lichtelektrische Wandler beschränken. Unterscheidungsmerkmale sind:

- Arbeiten sie zeitintegrierend oder nicht,
- Nützen sie den inneren oder den äußeren Fotoeffekt,
- Erfolgt das Auslesen der Information kontinuierlich oder diskret.

Als Vertreter einer nichtzeitintegrierenden Röhre sei hier der Image dissector genannt, wie ihn Figur A 3.7.-2 zeigt.



FIGUR A3.7.-2: Image Dissector Röhre

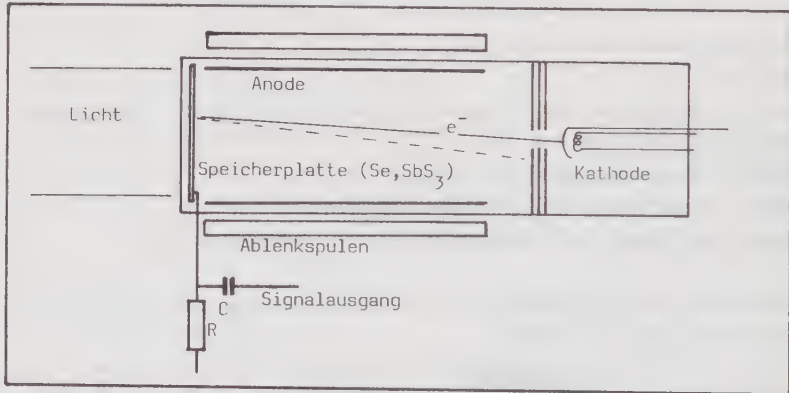
Der image dissector benützt zur Erzeugung der elektrischen Information den äußeren Fotoeffekt. Die Abtastung erfolgt, indem die Lochblende, die ortsfest eingebaut ist, mit Hilfe der Ablenkfelder virtuell über die Fotokathode geschoben wird. Das Auflösungsvermögen hängt von dem Verhältnis Fläche des Empfängers/ Durchmesser der Lochblende ab. Es wird immer nur der Momentanwert des am Punkte x erzeugten Fotostroms verwertet.

Der Scanweg der Lochblende ist frei wählbar. Die erreichbaren Auflösungen liegen in der Größenordnung von einigen tausend Linien pro Bildhöhe.

Diesen Image dissector kann man nun zu einer zeitintegrierenden Ladungsspeicherröhre weiterentwickeln und kommt so zum Superorthikon. Dies soll aber hier nicht weiter behandelt werden. Wir gehen deshalb gleich weiter zu den Aufnahmeröhren mit einer Halbleiterfotoschicht. Die bekanntesten Vertreter dieser Gattung sind das Vidicon^R und das Plumbikon^R.

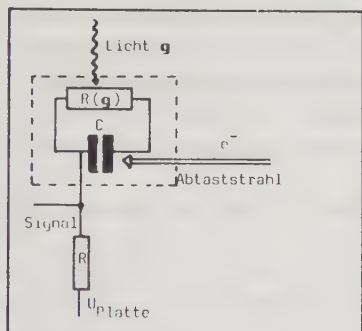
Diese Röhren sind zeitintegrierend und nutzen zur Konversion der Lichtinformation den inneren Fotoeffekt. Die Abtastung erfolgt in der Regel quasi-kontinuierlich, d.h. in der horizontalen Richtung wird das Bild mit einem Abtaststrahl endlicher Ausdehnung gefaltet, in vertikaler Richtung mit einem Rechteckgitter multipliziert und zeilenartig abgetastet.

Den prinzipiellen Aufbau zeigt die Figur A 3.7.-3.



FIGUR A3.7.-3: Prinzip eines Vidicons

Aus der Speicherplatte greifen wir nun einen Bildpunkt heraus. Einen solchen "Bildpunkt" kann man nun schematisch wie in Figur A 3.7.-4 als Kondensator plus Widerstand betrachten. Der Widerstand ist hierbei von der einfallenden Lichtintensität abhängig.



FIGUR A3.7.-4: Ersatzschaltbild eines Vidikonbildpunktes

diese Aufladung nicht vollständig, sodaß es mehrere Aufladevorgänge benötigt bis eine eingeschriebene Information vollständig gelöscht ist. Diese Erscheinung nennt man Nachzieheffekt. Je größer dieser Nachzieheffekt ist, desto träger reagiert das Vidikon auf bewegte Vorgänge. In diesem Punkt zeigt das Plumbikon erhebliche Vorteile, d.h. es ist "schneller".

Die Gradation einer Vidikonkamera ist im Bereich von $g = 0,7 - 1,4$ regelbar. Die Abhängigkeit des Signalstroms von der Beleuchtungsstärke ist bis zur Sättigung im wesentlichen linear. Die Empfindlichkeit wird bei kleinen Signalen durch die Rauscheinströmungen der elektronischen Bauteile begrenzt.

Die Rauscheinflüsse sind:

- a. Eigenrauschen der Röhre: r_1
- b. Rauschen der Eingangsimpedanz des Vorverstärkers: r_2
- c. Rauschen des 1. Verstärkers: r_3

Beim Vidikon gilt: $r_2^2 + r_3^2 \gg r_1^2 \Rightarrow R^2 \approx r_2^2 + r_3^2$

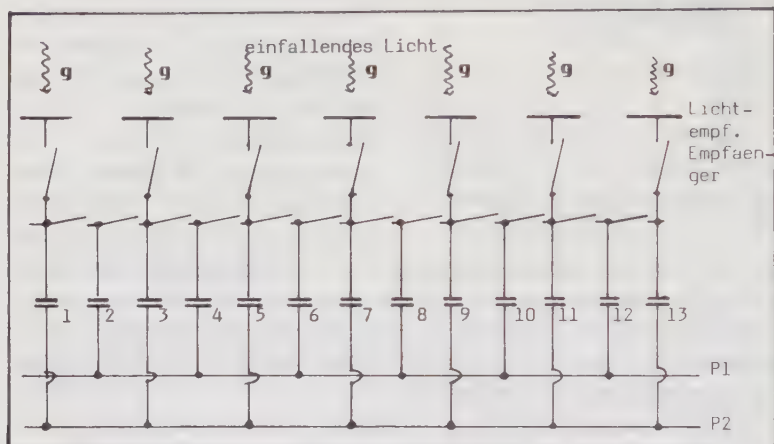
Das Rauschspektrum sieht prinzipiell so aus:

$$\frac{dR^2}{df} = A + B \cdot f^2$$

Eine visuelle Auswertung des Rauschens zeigt jedoch, daß das Auge nur Rauschanteile kleiner als 1 MHz kritisch bewertet. Typische unbewertete Störabstände liegen in der Größenordnung von 40-50 dB.

Arbeitsweise: Der Elektronenstrahl lädt den Kondensator auf. Fällt nun Licht auf das Speicherelement, entlädt sich der Kondensator über den lichtabhängigen Widerstand. Diese Entladung erfolgt proportional der einfallenden Lichtenergie. Bei dem nächsten Durchgang des Elektronenstrahls wird der Kondensator wieder geladen, dieser Ladestrom erzeugt direkt das Ausgangssignal. Meistens ist jedoch

Als weitere Möglichkeit der optisch-elektronischen Signalwandlung sei noch die neueste Entwicklung, die CCD- bzw. CID-Arrays genannt. Diese arbeiten nach dem Prinzip der Eimerkettenleitung, deren grundsätzlichen Aufbau die Figur A 3.7.-5 zeigt.



FIGUR A3.7.-5: Prinzip der Eimerkettenleitung

Der Vorteil dieser Anordnung ist, daß sie in X und Y-Richtung diskret aufgebaut ist. Deshalb entfallen alle geometrischen Verzerrungen, die von einem Abtaststrahl verursacht werden. Weiterhin entfallen die Ablenk- und Fokussiereinrichtungen.

Die Arbeitsweise ist folgende:

Wir unterscheiden zwei Ebenen. Die erste Ebene besteht aus den diskreten lichtempfindlichen Elementen. Während der Belichtungszeit sind diese Elemente von der zweiten Ebene, der Transportebene entkoppelt. Nach der Belichtungszeit werden die Schalter zwischen Ebene eins und zwei geschlossen und auf Grund angelegter Potentialdifferenzen fließen die erzeugten Ladungen auf die angedeuteten Kondensatoren.

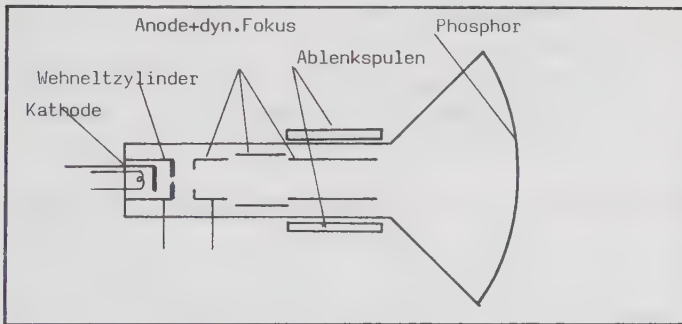
Nach diesem Schritt werden die Schalter wieder geöffnet. In der Ebene eins wird wieder Ladung, die durch das Licht erzeugt wird, gesammelt. In der Ebene zwei beginnt der Auslesevorgang. Es werden die Schalter von Kondensator 1 zu 2, von 3 zu 4, u.s.w. geschlossen. Dann werden die Potentiale P1 und P2 so verändert, daß die Ladungen von 1 nach 2, von 3 nach 4, etc fließen. Im nächsten Takt werden die Schalter, die geschlossen waren, geöffnet und die anderen Schalter geschlossen. Die Potentiale werden umgekehrt, sodaß nun die Ladungen von 2 nach 3, von 4 nach 5, etc weiterfließen. Mit diesen Schiebevorgängen wird

nun das ganze Array abgearbeitet. Die Taktzeiten sind dabei in weitem Maße variierbar.

Die Nachteile dieser Arrays sind bis jetzt die geringe Bildpunktzahl (maximal 256^2) und die Unterschiede der Empfindlichkeit von Bildpunkt zu Bildpunkt, welche eine punktweise Korrektur der ausgelesenen Werte notwendig macht.

3. Die elektronisch-optische Schnittstellen.

Hier verwendet man heute noch die normale Braun'sche Röhre. Andere Lösungswege, wie z.B. LCD- Displays, diskrete Glimmentladungen, etc sind noch im Erprobungsstadium. Den Prinzipaufbau zeigt Figur A 3.7.-6.



FIGUR A3.7.-6: Prinzip der Braun'schen Röhre

Arbeitsweise:

Die Elektronen, die als Raumladungswolke an der geheizten Kathode zur Verfügung stehen, werden von der Anode angezogen. Die Stärke des e^- -Strahls regelt der Wehneltzylinder, der vom Bildsignal gesteuert wird. Die Anode beschleunigt die Elektronen auf einige keV und fokussiert sie gleichzeitig dynamisch auf die Phosphorleuchtfläche. Die Ablenkung der Elektronen erfolgt mit Hilfe von Magnetfeldern oder elektrostatisch.

4. Kenngrößen des Übertragungskanal

Das Bildfeld hat eine Größe von $H \cdot V$, es wird in vertikaler Richtung in Z Zeilen unterteilt. Pro Sekunde werden $1/f_B$ Vollbilder abgetastet. Eine Vollbildabtastung erfolgt in zwei Schritten, wobei im 1. Halbbild die Zeilen mit ungeraden, und im 2. Halbbild die mit geraden Nummern übertragen werden. Am Ende jeder Zeile und jedes Bildes werden Synchronisierzeichen übertragen, die den Gleichlauf

Kamera-Monitor gewährleisten.

Für das Konsum- und das normale Industriefernsehen liefert der menschliche Endverbraucher die Kriterien, nach denen die Systemkenndaten ausgewählt werden. Den Haupteinfluß hat hierbei das zeitlich-raumliche Integrationsvermögen des Auges:

Räumliche Auflösung : ca. 1,5'

stroboskopische Verschmelzungsfrequenz: Größer 16 Hz

Flimmerfrequenz: Größer 40 Hz

Für das Fernsehen wurde daraus die CCIR-Norm mit folgenden Daten:

Zeilenzahl Z: 625

H/V-Bildfeldverhältnis: 4/3

Vollbildfrequenz: $f_B = 25$ Hz

Halbbildfrequenz: $f_{HB} = 50$ Hz

Synchronzeiten: Zeile = 18% der Zeilendauer

Bild = 6% der Bilddauer

Die theoretische Grenzfrequenz für den Übertragungskanal berechnet sich daraus zu:

$$f_{grtheo} = \frac{1}{2} \cdot \frac{H}{V} \cdot Z^2 \cdot \frac{(1-0,06)}{(1-0,18)} f_B = 7,42 \text{ MHz}$$

In der Praxis ist es allerdings möglich diese Bandbreite um den sogenannten Kellfaktor zu verringern:

$$f_{grpraxis} = \text{Kellfaktor} \cdot f_{grtheo} = 5 \text{ MHz}$$

Der Kellfaktor beschreibt dabei, daß man zur Übertragung 67 Linien 100 Zeilen benötigt, wenn dieser Vorgang ortsinvariant sein soll.

Neben diesen konventionellen Fernsehsystemen, die mit diesen Normen arbeiten gibt es natürlich auch noch spezielle hochgezüchtete Systeme. Ein solches System ist unsere Siemenskamera. Deren Daten findet man im Anhang A 4.1.

A 3.8. 1D-2D Verallgemeinerung

(siehe auch : I FA4I)

Bei der mathematischen Darstellung von optischen Problemen bevorzugt man üblicherweise die sogenannte eindimensionale (1D)- Darstellung, da man wesentlich an Handhabbarkeit und Übersichtlichkeit gewinnt.

Man betrachtet in diesen Fällen also die z-Achse und nur eine Querachse dazu, die gewöhnlich mit x-Achse bezeichnet wird. Die z-Achse folgt der Hauptausbreitungsrichtung des Lichtes. Die in der Realität immer existente zweite Querkoordinate kann man weglassen, da die beteiligten optischen Komponenten isotrop in der x,y- Ebene sind, d.h. normalerweise ist keine von den beiden Richtungen ausgezeichnet. Aus diesem Grund ist es normalerweise leicht die Erweiterung von einer zu zwei Dimensionen durchzuführen, falls quantitative Rechnungen dies erfordern.

Leider gibt es aber einige Fälle bei denen die Zylindersymmetrie gebrochen wird, bzw. in denen man auf eine 2D-Rechnung von vorne herein nicht verzichten kann.

Diese Fälle sind:

1. Lichtleistungsberechnungen
2. Auftreten von polarisiertem Licht
3. Auftreten von Nebelkonvektion

Über die Punkte 1 und 2 braucht hier nichts weiter gesagt zu werden, da diese ohnehin in den Kapiteln 2.3.7. und 2.3.9. gesondert behandelt werden.

Der Punkt 3 wurde in der Arbeit von C.A.Shuman behandelt. Da aber diese Arbeit nicht leicht greifbar ist, möchte ich die wesentlichsten Gedanken und Ergebnisse hier wiederholen.

Wir nehmen also an:

- a. Der Nebel selbst ist isotrop hinsichtlich der Teilchengrößeverteilung und seiner Dichte.
- b. Die Anisotropie besteht darin, daß eine Bewegungsrichtung ausgezeichnet ist.

Wir erweitern nun folgende in A2.5. definierte Größen auf zwei Dimensionen:

$$\text{Die Nebelfunktion: } \tilde{F}(v-v_x t/\lambda f, \mu-v_y t/\lambda f) \quad (3.8.-1)$$

$$R = \tilde{F} * \tilde{F}$$

Point-spread-function:

$$D(\vec{x}) = \iint \left[\int_0^t \tilde{F} dt \right] e^{2\pi i(vx + \mu y)} dv d\mu \quad (3.8.-2)$$

Wenn wir unsere Isotropie in der x,y-Ebene aufrechterhalten wollen müssen wir als hinreichend und notwendige Bedingung stellen, daß der Term in eckigen Klammern in D unabhängig von den Winkeln **a** und **D** ist. Dabei ist **a** der Winkel den **v**, **D** der Winkel, den der Fouriervektor bezüglich der x-Achse einnimmt. Diese Forderung ist trivialerweise richtig für den Zeitmittelwert der Nebelfunktion. Dies allein reicht aber noch nicht.

Wir wissen also: $\langle \tilde{F} \rangle = \sqrt{P}$, wobei $\sqrt{P} = \text{const.}$

damit ist aber auch $E = \int \tilde{F} dt = \text{const} \rightarrow \langle E \rangle = t P$

Weiter fordern wir, dass die Varianz von **E** zu 90⁰/o der Zeit weniger als 10⁰/o von $\langle E \rangle$ abweicht.

Dies bedeutet:

$$\text{var}[E] < 10^{-3} t^2 P \quad (3.8.-3)$$

Berechnung der Varianz:

$$\text{var}[E] = \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \quad (3.8.-4)$$

$$\langle E \rangle^2 = t^2 P$$

$$\langle E^2 \rangle = \iint_t R[(t_2 - t_1)v_x / \lambda f, (t_2 - t_1)v_y / \lambda f] dt_1 dt_2$$

Führt man nun als Autokorrelationsfunktion R eine circ-Funktion ein und bedenkt man, daß unser Nebel das Ergodentheorem erfüllt, so kommt man zu einer weiteren Bedingung für die Nebelgeschwindigkeit:

$$vt > 2 \cdot 10^3 \Delta x_c s_F^2 / P \quad (3.8.-5)$$

mit Δx_c = Korrelationslaenge des Nebels

P = Signalstaerke

$s_F^2 = \text{var}[\tilde{F}] = \text{"Rauschstaerke"}$

Dies bedeutet, wenn der Nebel zwar die Dopplerbedingung (2.5.-6) erfüllt, aber nicht (3.8.-5), dann erhält man ein "nicht-isotropes", d.h. in Konvektionsrichtung verschmiertes Bild. Für "isotrope" Bilder und beste Auflösung muß man also immer die schärfere der beiden Bedingungen erfüllen.

A 3.9. Strahlungs- und lichttechnische Größen

IOB 8I

Die Lichtquelle wird mit einer elektrischen Leistung P gespeist und wandelt diese in einen Strahlungsfluss Φ_e um. Der Wirkungsgrad der Quelle ist demnach:

$$\eta_Q := \Phi_e / P \quad (3.9.-1)$$

(Bei einer Gluehlampe: einige Prozent, bei Ar-Laser $\approx$ ein Prozent, bei CO_2 -Laser > 10 Prozent)

In einem bestimmten Raumwinkelbereich Ω tritt dann die Strahlstaerke I_e auf:

$$I_e := \frac{d \Phi_e}{d \Omega} \quad [W/sr] \quad (3.9.-2)$$

Bei einer Flaechenquelle ist weiterhin die Strahldichte L_e von Bedeutung

$$L_e := \frac{d I_e}{d A_1 \cos e_1} \quad [W/sr \ m^2] \quad (3.9.-3)$$

mit A_1 =strahlende Flaechen, e_1 =Beobachtungswinkel

Trifft der Strahlungsfluss auf eine Flaechen A_2 , so erzeugt er dort eine Bestrahlungsstaerke E_e :

$$E_e := \frac{d \Phi_e}{d A_2} \quad [W/m^2] \quad (3.9.-4)$$

Die Lichtquelle hat auch eine spektrale Verteilung .Der spektrale Strahlungsfluss ist:

$$\Phi_{e\lambda} := \frac{d \Phi_e}{d \lambda} \quad [W/nm] \quad (3.9.-5)$$

wobei: Schwarzer Strahler $\Rightarrow \Phi_{e\lambda}$ = Planck'sche Kurve,

Laser $\Rightarrow \Phi_{e\lambda} = \delta(\lambda - \lambda_0)$

Wird ein lichtempfindlicher Empfaenger von einem Eingangssignal X_e (z.B. Φ_e, E_e) getroffen, so antwortet er mit einem Ausgangssignal Y (z.B. Strom, Spannung)

Die spektrale Empfindlichkeit definiert sich daher im allgemeinen:

$$s(\lambda) := \frac{dY}{dX_e} \quad (3.9.-6)$$

Das Gesamtausgangssignal berechnet sich zu:

$$Y = \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} X_{e\lambda} s(\lambda) d\lambda \quad (3.9.-7)$$

$$\text{mit } X_{e\lambda} := \frac{dX_e}{d\lambda}$$

Der Uebergang von den strahlungsphysikalischen zu den lichttechnischen Groessen wird durch die Gleichung (3.9-8) angegeben. Diese lichttechnischen Kenndaten sind alle auf die Augenbewertungskurve $V(\lambda)$ ausgerichtet.

$$\Phi := 673 \left[\frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}} \right] \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} \Phi_{e\lambda} V(\lambda) d\lambda \quad (3.9.-8)$$

Korrespondierende Groessen sind also:

Strahlungsfluss Φ_e [W]	<=>	Lichtstrom Φ [Lumen]
Strahlstaerke I_e [W/sr]	<=>	Lichtstaerke I [candela]
Strahldichte L_e [W/sr m ²]	<=>	Leuchtdichte L [cd/m ²]
Bestrahlungsstaerke E_e [W/m ²]	<=>	Beleuchtungsstaerke E [Lux]

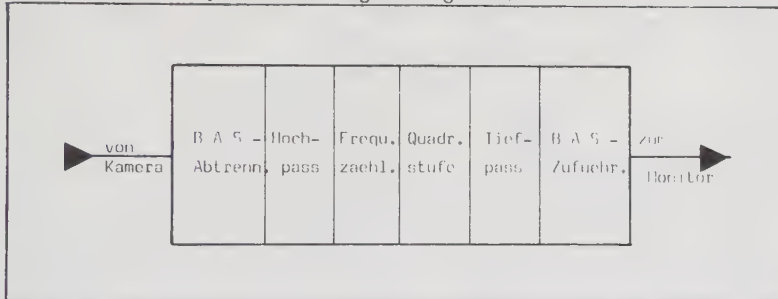
Bei der Wechselwirkung von Licht mit Materie kann nun Lichtenergie reflektiert, transmittiert oder absorbiert werden. Diese Wechselwirkung ist nun aber von Stoff zu Stoff verschieden. Die moeglichen definierbaren Stoffkennzahlen zeigt die Tabelle 3.9.

	Transmission	Reflexion	Absorption	Dichte
Spektrale Stoffkennzahlen	$\tau(\lambda) = \frac{(\Phi_e)_t}{\Phi_{e\lambda}}$	$\rho(\lambda) = \frac{(\Phi_e)_p}{\Phi_{e\lambda}}$	$\alpha(\lambda) = \frac{(\Phi_e)_a}{\Phi_{e\lambda}}$	$D(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau(\lambda)}$
Strahlungsphysikalische Stoffkennzahlen (Index: e)	$\tau_e = \frac{(\Phi_e)_t}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \tau(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda}$	$\rho_e = \frac{(\Phi_e)_p}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \rho(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda}$	$\alpha_e = \frac{(\Phi_e)_a}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \alpha(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} d\lambda}$	$D_e = \lg \frac{1}{\tau_e}$
Empfängerbezogene Stoffkennzahlen (Index: s)	$\tau_s = \frac{(\Phi_e)_t}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \tau(\lambda) \cdot s(\lambda)_{\text{ref}} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{\text{ref}} d\lambda}$	$\rho_s = \frac{(\Phi_e)_p}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \rho(\lambda) \cdot s(\lambda)_{\text{ref}} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{\text{ref}} d\lambda}$	$\alpha_s = \frac{(\Phi_e)_a}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \alpha(\lambda) \cdot s(\lambda)_{\text{ref}} d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{\text{ref}} d\lambda}$	$D_s = \lg \frac{1}{\tau_s}$
wie vor; speziell: Lichttechnische Stoffkennzahlen	$\tau = \frac{\Phi_t}{\Phi} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \tau(\lambda) \cdot V(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda}$	$\rho = \frac{\Phi_p}{\Phi} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \rho(\lambda) \cdot V(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda}$	$\alpha = \frac{\Phi_a}{\Phi} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \alpha(\lambda) \cdot V(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda}$	$D = \lg \frac{1}{\tau}$

A 4.1. Daten der elektronischen Komponenten

4.1.1. Off-axis Holografie und Selbstmodulation

Den elektronischen Systemaufbau zeigt die Figur 4.1.-1



FIGUR A4.1.-1: Elektronischer Systemaufbau für Holografie (off-axis) und die Selbstmodulation

Die wichtigsten Kenndaten der Einzelkomponenten sind:

a. Kamera

Typ: Siemens Videomed H

1249 Zeilen analog CCIR-Norm

Zeilensprungverfahren, 25 Vollbilder/sek

1" Vidikon XQ 1390 der Firma Heimann mit 16x16 mm Bildfeld

Die Modulationsübertragungsfunktion zeigt Figur 4.1.-2, den spektralen Störabstand, sowie die Rauschleistungsdichte der Kamera zeigt Figur 4.1.-3

b. BAS-Abtrennung

Hier wurde das fertige Bildsignal der Kamera wieder aufgetrennt in den zu verarbeitenden B(=Bild)-Anteil und den AS-Term, der die Synchronisationsinformation trägt. Die Schaltung zeigt Figur 4.1.-4

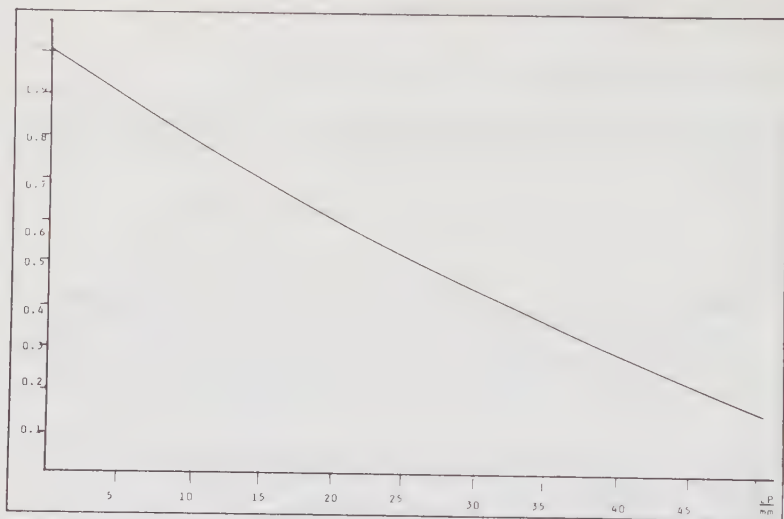
c. Hochpaßfilter

Zum Einsatz kamen zwei Hochpaßfilter:

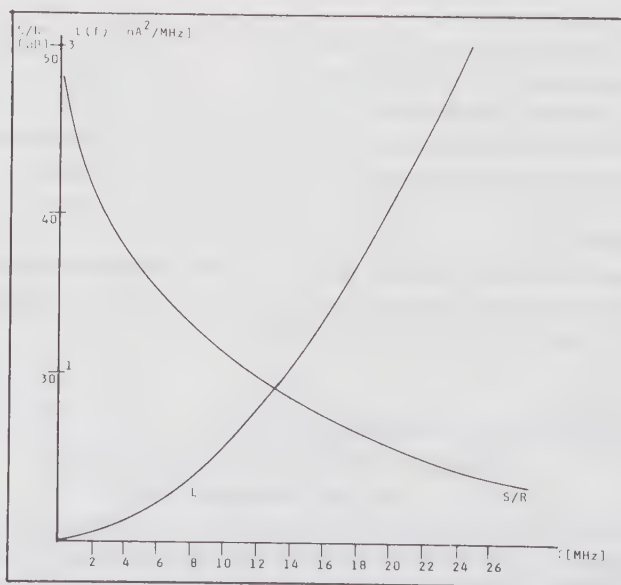
C 071057 mit einer Grenzfrequenz von 10.8 MHz

mit einer Grenzfrequenz von 1 MHz

Das Bemerkenswerte bei dem letztgenannten Filter ist der Phasenausgleich mit Hilfe eines Allpasses. Der Hochpaß mit 10.8 MHz Grenzfrequenz wurde für die Holografie, der mit 1 MHz für die Selbstmodulationsexperimente verwendet. Die entsprechenden Schaltpläne zeigen die Figuren 4.1.-5 und 4.1.-6



FIGUR A4.1-2: Modulationsübertragungsfunktion des Vidikons XQ 1390



FIGUR A4.1-3: Rauschleistungsdichte der Kamera Siemens Videomed H

d. Frequenzzähler

Durch eine separate Synchronschaltung wurde innerhalb des 16x16mm Bildfeldes ein Meßfeld definiert. Die in dem Meßfeld vorhandene HF-Information wurde nach der HP-Filterung dem Frequenzzähler zugeführt. Damit war eine einfache Justierung der optisch festzulegenden Trägerfrequenz möglich.

e. Quadrierer

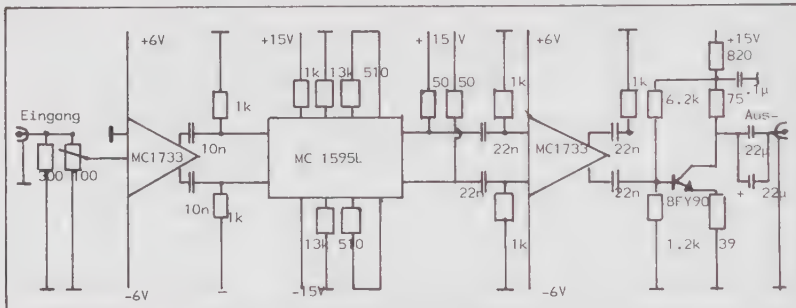
Den Schaltplan für dieses erste Demodulationsglied zeigt Figur 4.1.-7

f. Tiefpaßfilter

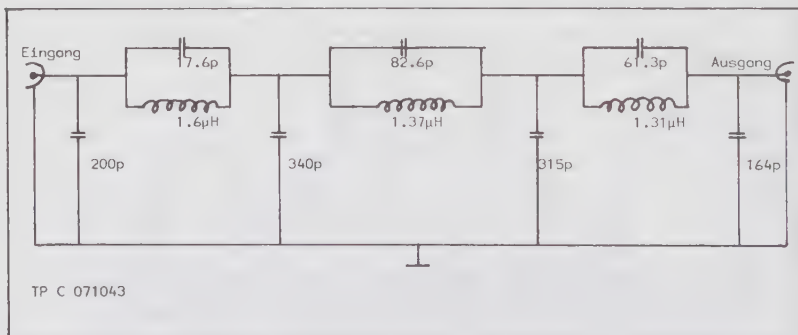
Der Tiefpaßfilter C 071043 mit einer Grenzfrequenz von 10 MHz wurde als zweites Demodulationsglied bei der Holografie eingesetzt. Den Schaltplan zeigt Figur 4.1.-8

g. Monitor

Hier wurde der zur Kamera gehörende Monitor unmodifiziert verwendet.



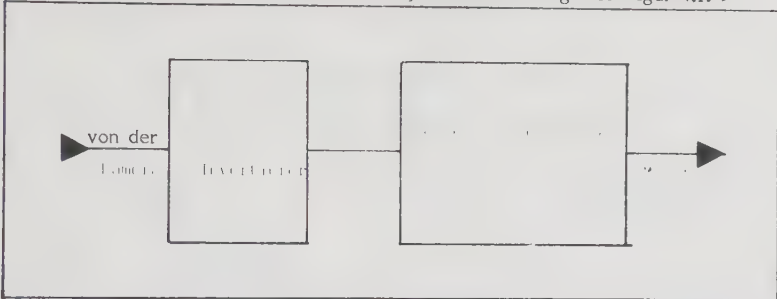
FIGUR A4.1.-7: Quadrastufe



FIGUR A4.1.-8: Tiefpaßfilter $f_{Gr} = 10 \text{ MHz}$

4.1.2. On-axis Holografie

Den hierbei verwendeten elektronischen Systemaufbau zeigt die Figur 4.1.-9



FIGUR A4.1.-9: Systemaufbau für die on-axis Holografie

a. Kamera

Grundig FA 70

625 Zeilen, CCIR-Norm

Zeilensprung, 25 Hz Vollbildfrequenz

1" Vidikon mit 9x12 mm Bildfeld

b. Inverter

Der Inverter ermöglichte das Bilden von $(1-I_0)$

c. Speicher

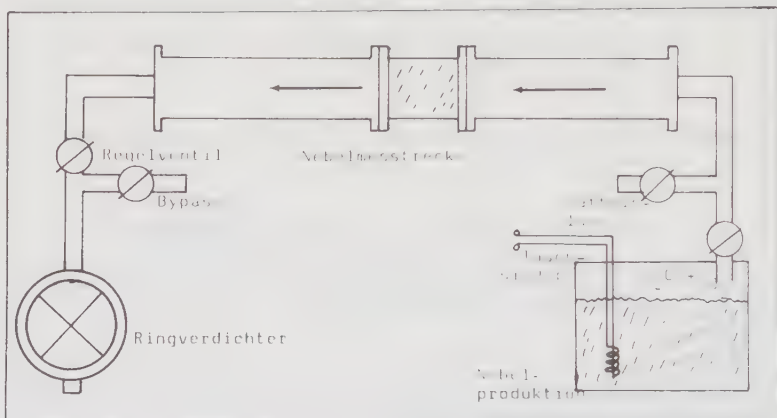
Hughes "Scan Conversion Memory" 639 H

d. Monitor

Grundig BG 61 T zur Kamera passend

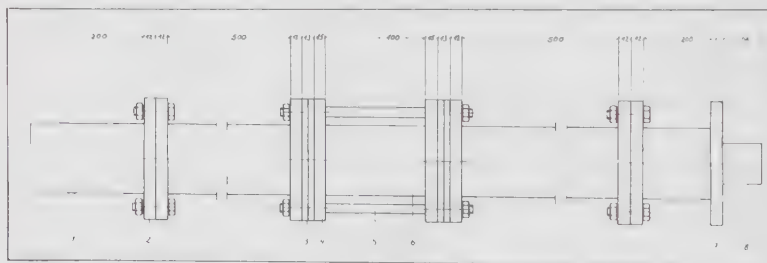
A. 4.2. Kenndaten der Nebelmeßstrecken

Den Prinzipaufbau zeigt Figur 4.2.-1, die mit der Figur 3 - 4 identisch ist.



FIGUR A4.2.-1: Prinzipaufbau der Nebelmeßstrecke mit Nebelversorgung

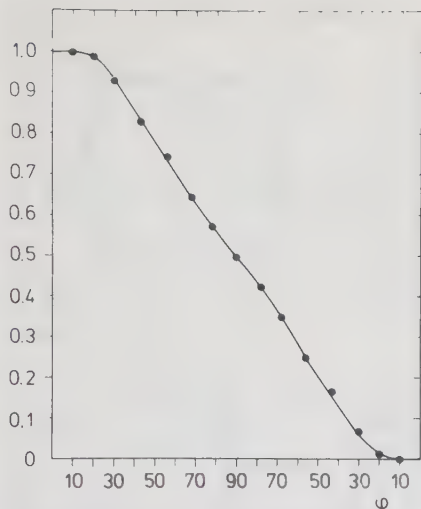
Die Meßstrecke allein zeigt Figur 4.2.-2



FIGUR A4.2.-2: Bauskizze der Meßstrecke allein

Verwendet wurden zwei Meßstrecken, eine mit einem Durchmesser von 100x70mm, sowie eine mit einem Durchmesser von 50x70 mm. Das Bildfenster war beide Male 100mm breit. Die Fenster bestanden aus unbelichtet fixierten Hologrammplatten, die mit der Gelatineseite nach innen eingebaut wurden, um ein vorzeitiges Beschlagen der Scheiben zu verhindern.

Die Geschwindigkeit des Nebels wurde mit zwei Kugelhähnen, die unmittelbar vor dem Ringverdichter saßen geregelt. Ein Kugelhahn wirkte dabei als regelbarer By-pass. Die theoretische Regelkurve zeigt die Figur 4.2.-3



FIGUR A4.2.-3: Theoretischer Regelverlauf der beiden Kugelhähne

Der Regelablauf ist dazu folgender:

Wir beginnen mit offenem Durchlaßhahn und geschlossenem By-pass. Nun öffnen wir zunächst den By-pass, dies geben die Gradzahlen 10-90 an. Wenn der By-pass ganz geöffnet ist, schließen wir den Durchlaßhahn in analoger Weise, dies zeigen die Werte 90-10 an.

Für die Meßstrecken wurden nun Strömungsprofile mit Hilfe der Laserdoppleranemometrie durchgeführt. Die Messungen erfolgten am Sonderforschungsbereich 80 der Universität Karlsruhe.

Der Meßnullpunkt war die geometrische Mitte der Nebelkammer. Von dort aus wurde in alle drei Raumrichtungen gemessen. Die z-Richtung ist durch die Strömungsrichtung gegeben. Die x,y-Richtungen stehen senkrecht darauf.

Die Messungen wurden bei zwei Geschwindigkeiten durchgeführt, bei ca. 0,1 m/sec und bei ca. 1 m/sec.

Die kleine Meßstrecke mit 50x70 Durchmesser und 0.1 m/sec zeigen die Figuren 4.2.- 4/5/6. Die Profile bei der Geschwindigkeit von 1 m/sec zeigen 4.2.-7/8/9.

Die große Meßstrecke mit 70x100 Durchmesser und 0.1 m/sec zeigen die Figuren 4.2.- 10/11/12. Die Profile bei der Geschwindigkeit von 1m/sec zeigen 4.2.-13/14/15.

Wie man erkennt sind die Strömungen turbulent, da die Strömungsfronten im wesentlichen eine konstante Geschwindigkeit aufweisen. IXA11

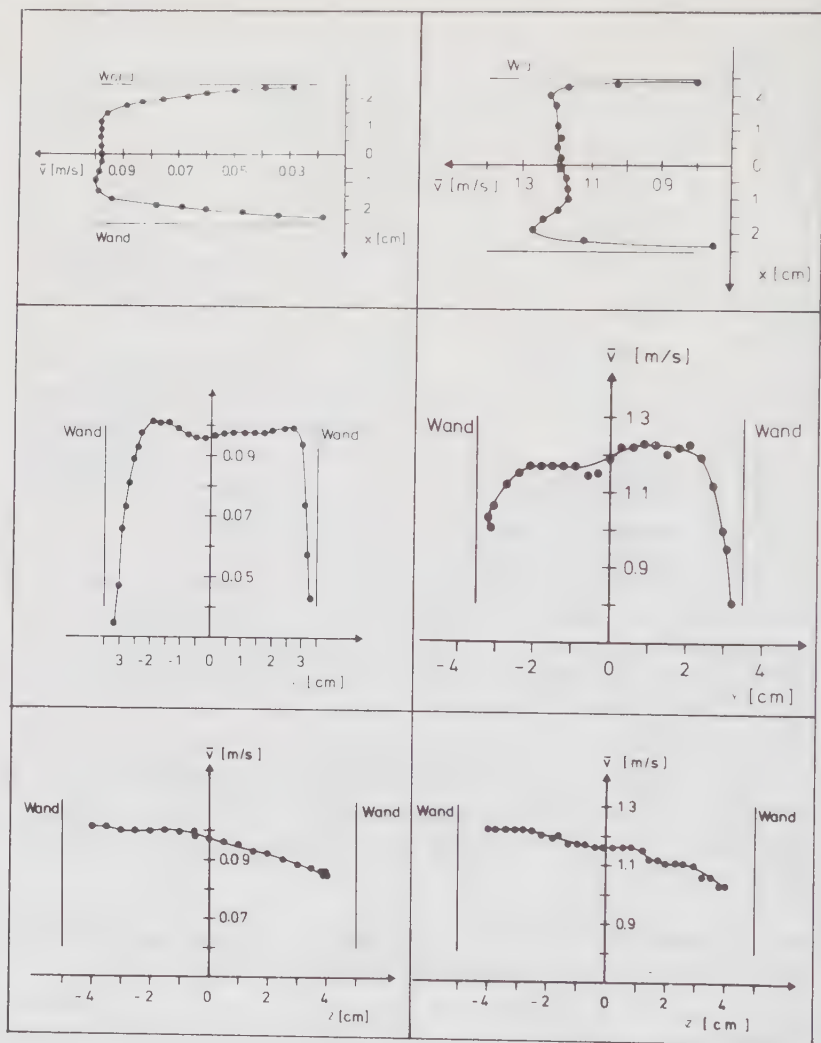


FIGURE A4.2.-4/5/6: Kleine Meßstrecke;
 $v = 0.1 \text{ m/sec}$

FIGURE A4.2.-7/8/9: Kleine Meßstrecke;
 $v = 1 \text{ m/sec}$

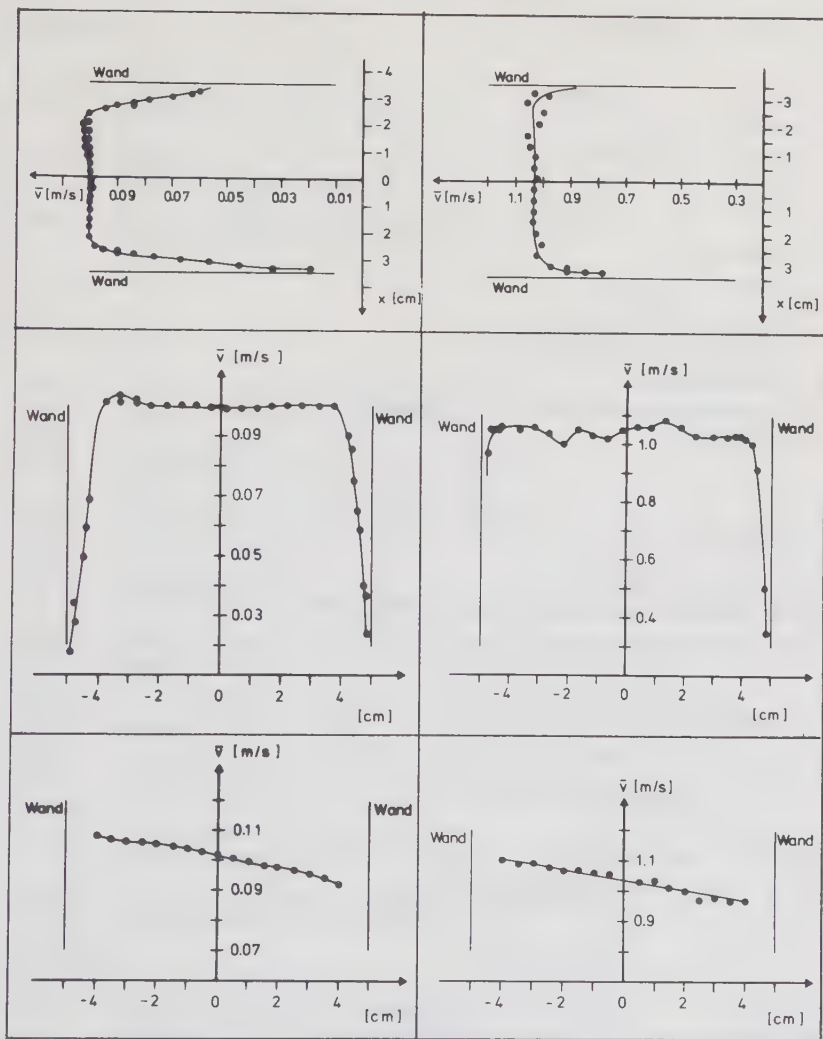


FIGURE A4.2.-10/11/12: Große Meßstrecke; $v = 0.1 \text{ m/sec}$; FIGURE A4.2.-13/14/15: Große Meßstrecke; $v = 1 \text{ m/sec}$

LITERATURVERZEICHNIS

Legende:

A = Zeitschriftenaufsatz

B = Buch

M = Mathematik

O = Optik

T = Fernsehtechnik

S = Lichtstreuung, Nebelbeschaffenheit

F = Nebelholografie

N = Alternative Methoden der Nebeldurchdringung

X = Sonstiges

Abkürzungen:

AO = Applied Optics

JOSA = Journal of the Optical Society of America

OC = Optics Communications

Zitierschemata:

I.....B.....I Autor: "Titel"
Verlag, Verlagsort (Jahr) Seite

I.....A.....I Autor: "Titel"
Zeitschrift, Bandnummer (Jahr) Seite

Mathematik

- IMB 1 I Bronstein, Semendjajew: "Taschenbuch der Mathematik"
Harry Deutsch, Frankfurt (1970)
- IMB 2 I Bracewell: "The Fourier Transform and Its Applications"
McGraw Hill, New York (1965)
- IMB 3 I Kreyszig: "Statistische Methoden und ihre Anwendungen"
Vandenhoeck & Rupprecht, Göttingen (1973)

Optik

- IOB 1 I Arecchi, Schulz-Dubois: "Laser Handbook"
North-Holland, Amsterdam (1972)
- IOB 2 I Collier, Burckhardt, Lin: "Optical Holography"
Academic Press, New York (1971)
- IOB 3 I Goodman: "Introduction to Fourier Optics"
McGraw Hill, New York (1968)
- IOB 4 I Groh: "Holografie"
Berliner Union, Stuttgart (1973)
- IOB 5 I Lohmann: "Optical Information Processing I / II"
Vorlesungsskriptum
- IOB 6 I Menzel, Weingärtner, Mirandé: "Fourieroptik und Holografie"
Springer, New York (1973)
- IOB 7 I O'Neill: "Introduction to Statistical Optics"
Addison-Wesley, London (1963)
- IOB 8 I Schröder: "Technische Optik"
Vogel, Würzburg (1974)
- IOB 9 I Jaworski, Detlaf: "Physik griffbereit"
Vieweg+Sohn, Braunschweig (1972)
- IOA 1 I Enloe, Jakes, Rubinstein: "Hologram Heterodyne Scanner"
Bell System Technical Journal (1968) 1875
- IOA 2 I Goodman: "Temporal Filtering Properties of Holograms"
AO 6 (1967) 857
- IOA 3 I Kozma, Massey: "Bias Level Reduction of Incoherent Holograms"
AO 8 (1969) 393
- IOA 4 I Neumann: "Holography of Moving Scenes"
JOSA 58 (1968) 447

- IOA 51 Schmalfluss: "Single Sideband Image Holography"
Optik 48 (1977) 119
- IOA 61 Menzel, Stoffregen: "Autocorrelation Functions of a General Scattering Object and Its Averaged Coherent Image and Diffraction Patterns"
Optik 46 (1976) 203
- IOA 71 Stoffregen: "Speckle Statistics for General Scattering Objects I/II"
Optik 52 (1979) 305+385
- IOA 81 Gabor:
Nature 161 (1948) 777
- IOA 91 Leith, Upatnicks:
JOSA 52 (1962) 1123

Fernsehtechnik

- ITB 11 Schönfelder: "Fernsehtechnik 1/2"
Justus v. Liebig, Darmstadt (1973)
- ITB 21 Theile: "Fernsehtechnik 1"
Springer, New York (1973)
- ITA 11 Hsiao, Wohlers: "Matched Filter Processing of Raster-Scanned Image Analysis"
AO 15 (1976) 2391
- ITA 21 Macovski: "Considerations of Television Holography"
Optica Acta 18 (1971) 31
- ITA 31 Macovski: "Spatial and Temporal Analysis of Scanned Systems"
AO 9 (1970) 1906
- ITA 41 Decker, Pao, Claspys: "Electronic heterodyne recording and processing of optical holograms using phase modulated reference waves"
AO 17 (1978) 917

Lichtstreuung

- ISB 11 Crosignani, di Porto, Bertolotti: "Statistical Properties of Scattered Light"
Academic Press, New York (1975)
- ISB 21 Durst, Melling, Whitelaw: "Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry"
Academic Press, New York (1976)
- ISB 31 Ishimaru: "Wave Propagation and Scattering in Random Media I / II"
Academic Press, New York (1978)
- ISB 41 Kerker: "The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation"
Academic Press, New York (1969)

- ISB 5 I Van de Hulst: "Light Scattering by Small Particles"
J.Wiley & Sons, New York (1957)
- ISA 1 I Mie: "Beiträge zur Optik trüber Medien"
Ann.d.Physik 25 (1908) 377
- ISA 2 I Mecke: "Experimentelle und theoretische Untersuchung über Kranz-
erscheinungen im homogenen Nebel"
Ann.d.Physik 62 (1920) 623
- ISA 3 I Diem: "Messungen der Größe von Wolkenelementen"
Ann. Hydr. 70 (1942) 142
- ISA 4 I aufm Kampe: "Visibility and Liquid Water Content in Clouds in the Free
Atmosphere"
Journ.of Meteorology 7 (1950) 54
- ISA 5 I Foitzik: "Zur meteorologischen Optik von Dunst und Nebel"
Zeitschr. für Meteorologie 4 (1950) 31
- ISA 6 I Rittberger: "Zur Struktur der Wolken"
Arch. Met. Geoph. Biokl. A11 (1959) 333
- ISA 7 I Trappenberg: "Bemerkungen zur Frage der Sicht in Wolken"
Arch. Met. Geoph. Biokl. A11 (1960) 125
- ISA 8 I Diem: "Zur Struktur der Wolken I/II"
Arch. Met. Geoph. Biokl. A13 (1962) 34+461
- ISA 9 I aufm Kampe, Weickmann: "Traberts Formula and the Determination of the
Water Content in Clouds"
Journ. of Meteorology 9 (1962) 167
- ISA 10 I Hickling: "Scattering of Light by Spherical Liquid Droplets Using Compu-
ter Synthesized Holograms"
JOSA 58 (1968) 455
- ISA 11 I Harris, jr.: "Calculated Mie Scattering Properties in the Visible and Infrared
of Measured Los Angeles Aerosol Size Distributions"
AO 11 (1972) 2697 *mit viel Literaturangaben*
- ISA 12 I Früngel, Knütel: "Simulation der Lichtstreuung im Nebel"
Optik 37 (1973) 461
- ISA 13 I Kattawar, Ploss, Stephen, Hitzfelder: "Multiple Scattered Radiation Em-
erging from Rayleigh and Continental Haze layers"
AO 15 (1976) 632
- ISA 14 I Lentz: "Generating Bessel Functions in Mie Scattering Calculations Using
Continued Fractions"
AO 15 (1976) 668
- ISA 15 I Heintzeberg, Baker: "Spherical Particle Populations"
AO 15 (1976) 1178

- ISA 16 I Kattawar, Hood: "Electromagnetic Scattering from a Spherical Polydispersion of Coated Spheres"
AO 15 (1976) 1996
- ISA 17 I Pal, Carswell: "Multiple Scattering in Atmospheric Clouds: Lidar Observations"
AO 15 (1976) 1990
- ISA 18 I Farmer: "Sample Space for Particle Size and Velocity Measuring Interferometers"
AO 15 (1976) 1984
- ISA 19 I Gordon: "Radiative Transfer"
AO 15 (1976) 1974
- ISA 20 I Großmann, Schnedler: "Scattering of Light in an Inhomogeneous Fluctuating Plasma"
OC 18 (1976) 341
- ISA 21 I Bexon, Dalzell, Steiner: "In-Line Holography and the Assessment of Aerosols"
Opt.&Laser Technology (1976) 161
- ISA 22 I Carlon, Milham, Frickel: "Determination of Aerosol Droplet Size and Concentration from Simple Transmittance Measurements"
AO 15 (1976) 2454
- ISA 23 I McKellar: "What Property of a Haze is Determined by Light Scattering?"
AO 15 (1976) 2464
- ISA 24 I McPeters, Green: "Photographic Aureole Measurements and the Validity of Aerosol Single Scattering"
AO 15 (1976) 2457
- ISA 25 I Gibson: "In Situ Photometric Observations of Angular Scattering from Atmospheric Aerosols"
AO 15 (1976) 2520
- ISA 26 I Aequista: "Light Scattering by Tenuous Particles"
AO 15 (1976) 2932
- ISA 27 I Wu: "Fast Moving Suspended Particles"
AO 16 (1977) 596
- ISA 28 I Chu, Robinson: "Scattering from a Moving Spherical Particle by Two Cresced Coherent Plane Waves"
AO 16 (1977) 619
- ISA 29 I Wells, Gal, Munn: "Aerosol Distributions in Maritime Air and Predicted Scattering Coefficients in the Infrared"
AO 16 (1977) 654
- ISA 30 I Ishimaru: "Theory and Application of Wave Propagation and Scattering in Random Media"
Proc. of the IEEE 45 (1977) 1030 * mit viel Literaturangaben*
- ISA 31 I Casperson: "Light Extinction in Polydisperse Particle Systems"
AO 16 (1977) 3183

- ISA 32 I Sutton: "Fog-Hole Boring with Pulsed High-Energy Lasers"
AO 17 (1978) 3424
- ISA 33 I Deepak, Box: "Forward Scattering Corrections for Optical Extinction Measurements in Aerosol Media"
AO 17 (1978) 2900
- ISA 34 I Mooradien, Geller, Stotts, Stephens, Krautwald: "Blue-Green Pulsed Propagation Through Fog"
AO 18 (1979) 429

Nebelholografie

- IFA 1 I Spitz:
C.R.Acad.Sc.Paris 264 (1967) 1449
- IFA 2 I Stetson:
JOSA 57 (1967) 1060
- IFA 3 I Winter:
Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 151
- IFA 4 I Shuman: "Holographic Imaging Through Moving Diffusive Media"
USCD-APIS-Report 73-2 (1973)
- IFA 5 I Lohmann, Shuman: "Image Holography Through Convective Fog"
OC 7 (1973) 93
- IFA 6 I Schmalfuss: "Optische Abbildung durch den Nebel"
Diplomarbeit (1975)
- IFA 7 I Schmalfuss: "Real-Time Seeing Through Moving Fog"
OC 17 (1976) 245
- IFA 8 I Schmalfuss: "Coherence Requirements for Holography Through Moving Fog"
Optik 50 (1978) 427
- IFA 9 I Lohmann, Schmalfuss: "Holography Through Fog. A New Version"
OC 26 (1978) 318
- IFA 10 I Lund(editor): "Surveillance of Environmental Pollution and Resources by Electromagnetic Waves: Principles and Applications"
NATO ASI Series (1978) 183-189
- IFA 11 I Bescos (editor): "Optica Hoy Y Manana"
Proc. of ICO- 11, Madrid (1978) 403

Alternative Methoden der Nebeldurchdringung

- INB 1 I siehe I OB 3 I, p. 261 ff
- INB 2 I siehe I OB 2 I, p. 368 ff
- INA 1 I Christie:
Journ. of Scientific Instruments 43 (1966) 524
- INA 2 I Caulfield:
JOSA 58 (1968) 276
- INA 3 I Gatskill: "Imaging Through Random Media by Wavefront Reconstruction"
JOSA 58 (1968) 600
- INA 4 I Donati, Sona: "Evaluation of Visibility Improvement in Fog by the Range Gating Technique"
Journ. of Optoelectronics 1 (1969) 89
- INA 5 I Donati: "Optical Range Gating to Extend Visibility in the Fog"
Alta Frequenza 39 (1970) 202-96E
- INA 6 I Hodara, Wells: "Synchronous Scanning"
Agard Proc. Conf. 77 (1971) 45
- INA 7 I Donati: "Thermal Imaging Through Hazes and Fog in the Middle and Far Infrared Window: Some Experimental Results"
Alta Frequenza 42 (1973) 101-41E
- INA 8 I Donati: "Optoelectronic Techniques for Navigation Aids in Poor Weather"
Alta Frequenza 43 (1974) 725-461E *mit viel Literaturangaben*
- INA 9 I Chang, Chang, Leith: "Imaging Through Scattering Media with an Achromatic Interferometer"
Optics Letters 4 (1979) 118

Sonstiges

- IXB 1 I Rotta: "Turbulente Strömungen"
Teubner, Stuttgart (1972)
- I XA1 I Chang, Alferness, Leith
AO 14 (1975) 1592
- I XA2 I Leith, Chang
OC 23 (1977) 217
- I XA3 I Karg: "Multifrequency Microwave Holography"
Electronics and Communication 31 (1977) 150

Diese Stelle ist nun der Ort, wo allen, die neue Ideen einbrachten und bei der Bewältigung von Problemen mithalfen, sei es aktiv nach der Lösung suchend, sei es, daß man sich einfach mit ihnen unterhalten konnte, und so zu dem Gelingen der Arbeit beitrugen, Dank gesagt werden soll.

Dieser Dank geht insbesondere an Herrn Professor Dr. A.W. Lohmann, der diese Arbeit ermöglichte, neue Vorschläge initiierte und bei der Lösung von theoretischen Problemen mit Rat zur Seite stand.

Aus dem Kreis, der am Lehrstuhl für Angewandte Optik Tätigen, möchte ich hier besonders Herrn Dipl.-Ing. J. Götz danken, dessen großes fachliches Wissen und Können auf dem Gebiet der Elektronik die Durchführung der Experimente erst ermöglichte.

Aus dem Bereich des übrigen Physikalischen Instituts möchte ich Herrn Professor Dr. H. Wegener für die Übernahme des Koreferats danken.

Nicht vergessen möchte ich auch die Mechanische und Elektronische Werkstatt, für die stellvertretend die Herren Muhr, Heimpel und Merkel genannt seien.

Ein weiteres Dankeswort geht an den Sonderforschungsbereich 80 in Karlsruhe an die Herren Dr.F. Durst, Dr. R. Kleine und Fuchs, sowie an das Institut für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Karlsruhe, zu Herrn Dr. Umhauer, die Anteil an dem Bau der Nebelmeßstrecke, sowie an der Vermessung der Nebelparameter hatten.

Zu danken habe ich den Herren Marhoff und Reinhard von der Firma Siemens, die jederzeit für Fragen und Hilfen, die die Siemensfernsehanlage betrafen, ein offenes Ohr hatten.

Last, but not least möchte ich meiner Frau Virginia danken, die mir während der Zeit eine Stütze meines seelischen Gleichgewichts war, sowie für ihr Verständnis, das sie meiner Arbeit, wenn auch manchmal mit Anlaufschwierigkeiten, entgegenbrachte.

Nicht vergessen sollen aber auch alle anderen sein, die namentlich hier nicht genannt werden können, aber dennoch zu dieser nun vorliegenden Form der Arbeit beitrugen.

LEBENS LAUF

- 10.12.1949 Geboren in Hof/Saale als einziger Sohn des Betriebsleiters Theodor Schmalfuß und seiner Frau Anni, geb. Kretschmann
- 09.1956 - Besuch der Christian-Wolfrum-Schule in
07.1960 Hof/Saale
- 09.1960 - Besuch der Oberrealschule Hof, dem heutigen
06.1969 Schillergymnasium; Abitur
- 01.07.1969 - Ableistung des Grundwehrdienstes beim
31.12.1970 2./FAB 105 in Weiden/Opf.
 (ab Oktober 1970 zum Studium beurlaubt)
- 15.10.1970 Aufnahme des Studiums der Physik an der
Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen - Nürnberg
- 10.1972 Vordiplomprüfung in Physik
- 11.1975 Hauptdiplomprüfung in Physik
- 27.03.1976 Heirat mit der Labortechnikerin Frl. Virginia
Coker
- 01.12.1975 - wissenschaftlicher Angestellter bzw. Verwalter
30.09.1979 einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am
Lehrstuhl für Angewandte Optik der
Universität Erlangen
- 01.10.1979 wissenschaftlicher Angestellter am
Battelle Institut in Frankfurt am Main

